

Интенсивность радиолокационных отражений от взволнованной морской поверхности при малых углах скольжения

В. Г. Гутник, Г. П. Кулемин¹, Л. И. Шарапов, Е. А. Горошко¹

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: sharapov@rian.kharkov.ua*

*¹Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 30 июля 2002 г., после переработки 1 октября 2002 г.

Проведен анализ моделей обратного рассеяния радиоволн морской поверхностью в диапазоне частот 1 ÷ 150 ГГц. Рассмотрены зависимости удельной эффективной поверхности рассеяния от угла скольжения и скорости ветра. Для миллиметрового диапазона радиоволн проанализировано влияние капельно-брызговой фракции на суммарную эффективную поверхность рассеяния и флуктуации рассеянного сигнала.

Проведено аналіз моделей зворотного розсіювання радіохвиль морською поверхнею у діапазоні частот 1 ÷ 150 ГГц. Розглянуто залежності питомої ефективної поверхні розсіяння від кута ковзання і швидкості вітру. Для міліметрового діапазону радіохвиль проаналізовано вплив крапельно-бризкової фракції на сумарну ефективну поверхню розсіяння та флуктуації розсіяного сигналу.

1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования обратного рассеяния радиоволн СВЧ и КВЧ диапазонов морской поверхностью, выполненные к настоящему времени, позволили в основном выяснить механизм этого явления.

Среди моделей обратного рассеяния наиболее известны две. Первой появилась фацетная модель, в которой для описания обратного рассеяния используются методы геометрической оптики, а сама поверхность представляется в виде совокупности плоских пластин конечных размеров (фацет). В рамках такой модели удалось качественно оценить интенсивность рас-

сеянного сигнала, характеризуемую удельной эффективной поверхностью рассеяния (ЭПР), а также ее зависимость от угла скольжения. Однако эта модель не нашла широкого применения, поскольку она не позволяет объяснить зависимость удельной ЭПР от частоты зондирующего сигнала, а также учитывать затенения и обрушения морских волн.

Наиболее подходящей для теоретической интерпретации экспериментальных данных оказалась двухмасштабная модель [1, 2]. На ее основе хорошо объясняются зависимости удельной ЭПР морской поверхности от угла скольжения, скорости ветра, высоты морской волны и т. п. Расчетные характеристики, полученные в рамках этой модели,

удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами в дециметровом и длинноволновой части сантиметрового диапазона при углах скольжения выше нескольких градусов и сравнительно малых скоростях ветра, в отсутствие обрушения морских волн.

При обратном рассеянии радиоволн морской поверхностью ее удельная ЭПР σ^0 определяется по формуле [1]:

$$\sigma^0 = 4\pi k^4 \beta S(K) \sin^4 \Psi, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина радиоволны; Ψ – угол скольжения; $S(K)$ – пространственный спектр морского волнения; $K = 2\pi/\Lambda$ – волновое число морского волнения, в условиях брэгговского рассеяния $K = 2k \cos \Psi$, Λ – длина морской волны. Параметр β зависит от поляризации радиосигнала. Для излучения и приема вертикально поляризованного сигнала величина β определяется выражением:

$$\beta_V = \left| \frac{(\epsilon - 1) [\epsilon (\cos^2 \Psi - 1) - \cos^2 \Psi]}{[\epsilon \sin \Psi + (\epsilon - \cos^2 \Psi)^{1/2}]^2} \right|^2,$$

а для излучения и приема горизонтально поляризованного сигнала –

$$\beta_H = \left| \frac{\epsilon - 1}{[\sin \Psi + (\epsilon - \cos^2 \Psi)^{1/2}]^2} \right|^2,$$

где ϵ – комплексная диэлектрическая проницаемость поверхности.

С учетом реального вида пространственного спектра морского волнения $S(K)$ из выражения (1) следует, что величина удельной ЭПР практически во всем диапазоне СВЧ слабо зависит от рабочей частоты [1] и для всех углов скольжения при вертикальной поляризации имеет большее значение, чем при горизонтальной.

Хорошее согласие расчетных характеристик, полученных в рамках двухмасштабной модели, и экспериментальных данных привело к тому, что эта модель на долгое время вытеснила другие, в том числе и факетную. Однако при малых углах скольжения проявился ряд эффектов, не нашедших объяснения (в частности, удельная ЭПР при горизонтальной поляризации выше, чем при вертикальной). Кроме того, обрушения морских волн при скорости ветра более 4 м/с приводят к появлению всплесков интенсивности отраженного сигнала и, соответственно, к увеличению средней удельной ЭПР по отношению к расчетному значению даже при больших углах скольжения.

Отмеченные недостатки двухмасштабной модели привели к развитию ряда эмпирических моделей обратного рассеяния морской поверхностью. Здесь можно отметить работу [3], в которой получены радиолокационные характеристики сигналов в условиях нормальной и повышенной рефракции. Результаты, приведенные в этой работе, применимы для частот менее 10 ГГц. Разработан ряд моделей, нашедших применение в коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне [4, 5] и позволяющих учитывать как влияние повышенной рефракции в приводном слое атмосферы, так и обратное рассеяние электромагнитного поля брызгами, образующимися при обрушении морских волн.

Однако упомянутые модели не позволяют объяснить некоторые особенности рассеянного сигнала, например, появление в нем всплесков интенсивности, ряд особенностей в поляризационных зависимостях, явление более раннего “насыщения” удельной ЭПР в миллиметровом диапазоне, чем в сантиметровом, при возрастании скорости ветра, наличие в угловой зависимости удельной ЭПР между областью “плато” и интерференционной областью переходной зоны, в которой удельная ЭПР пропорциональна квадрату угла скольжения [6]. А главное, они не позволяют оценить влияние капельно-брызговой фракции, образующейся при обрушении морских волн, на рассеянный сигнал в миллимет-

ровом диапазоне радиоволн, особенно в его коротковолновой части.

2. Удельная ЭПР морской поверхности при малых углах скольжения

Приведенные в [5] результаты исследований позволили получить эмпирические зависимости характеристик обратного рассеяния сигналов СВЧ морской поверхностью, которые учитывают отмеченные выше эффекты. При этом величина удельной ЭПР определяется как

$$\sigma^0 = 7 \cdot 10^{-4} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{0.5} A_\Psi A_U A_\alpha + 1.36 \cdot 10^{-18} f^4 \exp(2U_0), \quad (2)$$

где f – частота радиосигнала, ГГц; постоянная частота $f_0 = 10$ ГГц; U_0 – средняя скорость ветра, м/с; A_Ψ , A_U , A_α – безразмерные множители, определенные в [7], содержащие зависимость σ^0 от угла скольжения, скорости ветра, угла между направлениями облучения и вектора скорости ветра. Это выражение включает два слагаемых. Первое определяет влияние на величину удельной ЭПР обратного рассеяния от морской поверхности, а второе – отражений от брызг, образующихся при обрушении морских волн. Оно согласуется с экспериментальными данными на частотах выше 10 ГГц. На частотах ниже 10 ГГц влияние отражений от брызг становится пренебрежимо малым, однако появляется поляризационная зависимость σ^0 , отсутствующая в миллиметровом диапазоне, наблюдается более слабая зависимость удельной ЭПР от частоты зондирующего сигнала и т. п. Анализ этих зависимостей представлен ниже.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований удельной ЭПР. Прежде всего, оценим угловую зависимость σ^0 . В коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне угловая зависимость очень слабая и ее можно аппроксимировать приведенным выше выражением (2) вплоть до частот $f = 150$ ГГц. С понижением

рабочей частоты эта зависимость более заметна. Однако следует отметить уменьшение переходной зоны, для которой характерна зависимость удельной ЭПР от угла скольжения вида $\sigma^0 \approx \Psi^2$. Проведенное сравнение экспериментальных данных с зависимостью (2), в которой

$$\sigma^0(\Psi) \sim A_\Psi \left(\frac{\Psi}{10} \right)^{0.5},$$

дало хорошее совпадение для частот выше 1 ГГц. В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены расчетные зависимости нормированной величины удельной ЭПР, $\sigma^0(\Psi)/\sigma_{\max}^0(\Psi)$, полученные с использованием (2) в диапазоне рабочих частот от 1 до 40 ГГц, и нанесенные значками экспериментальные результаты. Хорошо видны совпадение экспериментальных данных с расчетными и проявление более сильной угловой зави-

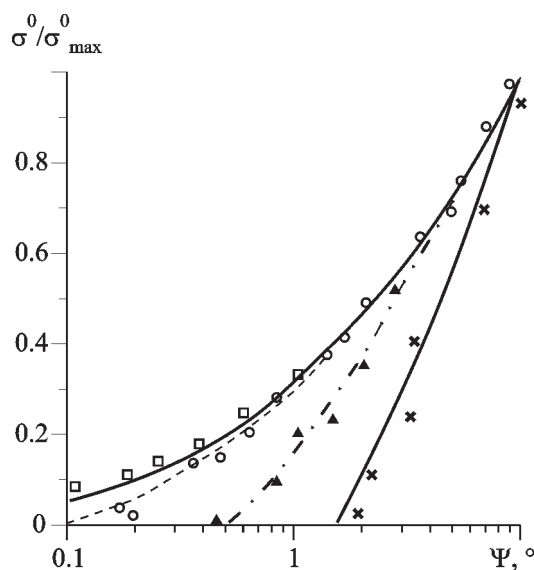


Рис. 1. Расчетные зависимости нормированной удельной ЭПР от угла скольжения при различных длинах волн зондирующего сигнала. Значками нанесены экспериментальные данные:
 × – $\lambda = 30$ см, ▲ – $\lambda = 10$ см, ○ – $\lambda = 3$ см, □ – $\lambda = 8$ мм

симости удельной ЭПР с увеличением длины волны. Это свидетельствует о применимости выражения (2) для получения зависимости $\sigma^0(\psi)$ в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Отличия между экспериментальными и расчетными значениями σ^0 в длинноволновой части анализируемого диапазона частот связаны с поляризационной зависимостью удельной ЭПР. Как отмечено в [6, 8], эти отличия практически не наблюдаются в диапазоне рабочих частот выше 10 ГГц.

Зависимость удельной ЭПР от высоты волн (или от скорости ветра в режиме установившегося волнения) в длинноволновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне характеризуется тем, что ей присуще быстрое “насыщение”, причем скорость “насыщения” возрастает с увеличением рабочей частоты.

Анализ экспериментальных данных [6, 9, 10], полученных в диапазоне частот 1 ÷ 10 ГГц, показывает, что явление насыщения не имеет ярко выраженного характера. В качестве иллюстрации на рис. 2 представлены зависимости σ^0 от высоты морских волн на частотах

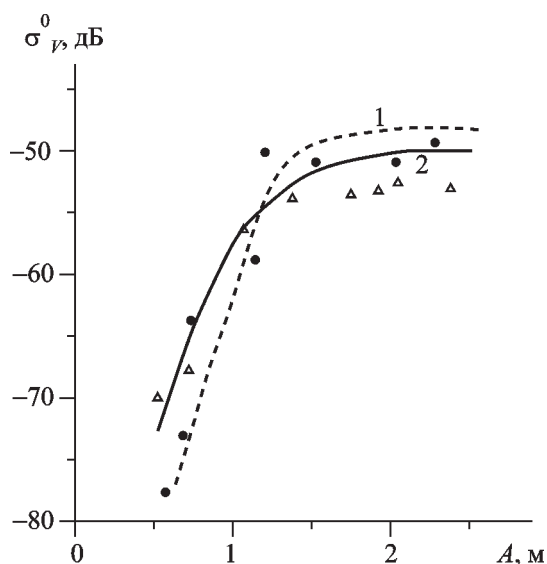


Рис. 2. Зависимость удельной ЭПР от высоты морских волн (вертикальная поляризация): ● – на частоте 10 ГГц (кривая 1), Δ – на частоте 3 ГГц (кривая 2)

3 и 10 ГГц при горизонтальной поляризации излучения и приема [10]. Отметим, что в режиме установившегося волнения высоте волн 1 м соответствует скорость ветра 7.2 м/с. Зависимости удельной ЭПР от скорости ветра на частотах свыше 10 ГГц [7] приведены на рис. 3; они также подтверждают тезис об увеличении скорости насыщения с возрастанием частоты.

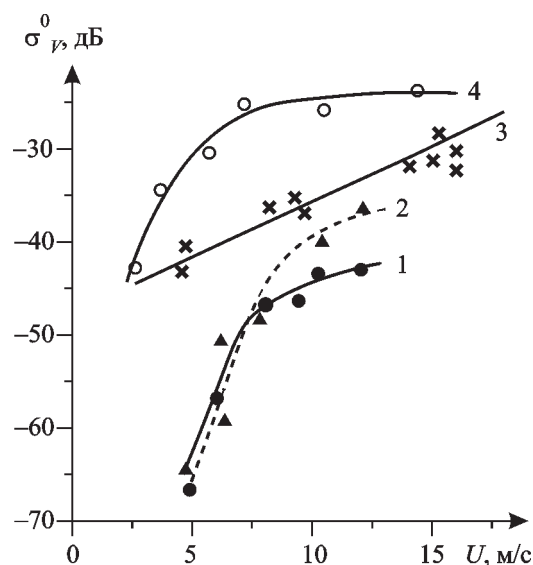


Рис. 3. Зависимость удельной ЭПР от скорости ветра (вертикальная поляризация). Значками ●, ▲, × нанесены экспериментальные значения, полученные разными авторами на волнах 3 см (кривые 1, 2, 3), ○ – на 8 мм (кривая 4 из работы [6])

Коэффициент A_U , описывающий влияние скорости ветра на величину удельной ЭПР (2) имеет вид:

$$A_U = \frac{(U/U_{кр})^n}{1 + (U/U_{кр})^n},$$

где $U_{кр}$ – критическая скорость ветра, характеризующая переход в область насыщения (в условиях проведенных экспериментов $U_{кр} = 7$ м/с), n – зависящий от рабочей частоты показатель степени, равный

$$n = 1.25 f^{0.5},$$

где f – частота в ГГц. В диапазоне частот 1÷10 ГГц величина n принимает значения от 1.25 до 4, т. е. скорость изменения σ^0 падает с уменьшением рабочей частоты. Критическая скорость ветра (7 м/с), выше которой зависимость удельной ЭПР переходит в область насыщения, сохраняется во всем анализируемом диапазоне рабочих частот. При малой скорости ветра зависимость удельной ЭПР изменяется от $\sigma^0 \sim U^{1.25}$ в длинноволновой части радиолокационного диапазона до $\sigma^0 \sim U^3 \div U^{12}$ в его коротковолновой части, т. е. в миллиметровом диапазоне чувствительность удельной ЭПР к изменению скорости ветра оказывается очень высокой.

Таким образом, практически во всем радиолокационном диапазоне частот, вплоть до коротковолновой части миллиметрового диапазона, зависимость удельной ЭПР от параметров волнения может быть представлена эмпирическим выражением (2).

3. Влияние брызг на ЭПР моря в миллиметровом диапазоне

С увеличением частоты зондирующего сигнала возрастает влияние капельно-брызговой фракции на отраженный сигнал. Существенной особенностью обрушения морских волн является генерация капельно-брызговой фракции, в состав которой входят частицы воды с характерными размерами от единиц до сотых долей миллиметра. Количество этих частиц в единице объема, т. е. водность, зависит от высоты обрушивающейся волны, от скорости и направления ветра. Для оценки удельной ЭПР капельно-брызговой фракции введем понятие дифференциальной относительной удельной ЭПР (ДОУ ЭПР) капельно-брызговой фракции в виде:

$$\eta = \frac{\int_0^{D+\Delta D} \sigma(\lambda, D) N(D) dD}{\int_0^{\infty} \sigma(\lambda, D) N(D) dD}, \quad (3)$$

где $\sigma(\lambda, D)$ – зависящая от длины волны ЭПР отдельной капли диаметром D ; $N(D)$ – распределение капель по размерам в единице объема. Величина ЭПР отдельной сферической частицы определяется известной формулой Ми, справедливой вплоть до коротковолновой части миллиметрового диапазона. Распределение капель по размерам можно описать формулой Маршалла-Пальмера, применяемой в метеорологии для ливневых дождей большой интенсивности:

$$N(D) = N_0 \exp(-26.7 W^{-0.24} D),$$

где W – водность в г/м³, N_0 – константа. Представив зависимость $\sigma(\lambda, D)$ в виде:

$$\sigma(\lambda, D) = \begin{cases} \frac{\pi^5 D^6}{\lambda^4}, & D < D_0, \\ \frac{\pi D^2}{4}, & D \geq D_0, \end{cases}$$

можно оценить ДОУ ЭПР капельно-брызговой фракции для различных частот. Величина D_0 выбрана равной 0.2λ . Для такой величины D_0 значения $\sigma(D, \lambda)$, рассчитанные по обеим формулам, практически совпадают.

С использованием выражения (3) были получены расчетные зависимости ДОУ ЭПР от размера частиц капельно-брызговой фракции для различных длин волн зондирующего сигнала при разных водностях. Примеры зависимостей величины η от размера частиц при водности $W = 800$ г/м³ для длин волн зондирующего сигнала 30, 8, 4 и 2 мм приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что с укорочением длины волны уменьшается диапазон диаметров капель, вносящих существенный вклад в удельную ЭПР. Это может свидетельствовать о том, что преобладающую роль в формировании рассеянного сигнала играют брызги с размерами, близкими к резонансным. Из расчетных зависимостей ДОУ ЭПР от размеров частиц для разных водностей определены

средние размеры частиц, участвующих в формировании отраженного сигнала; данные приведены в таблице.

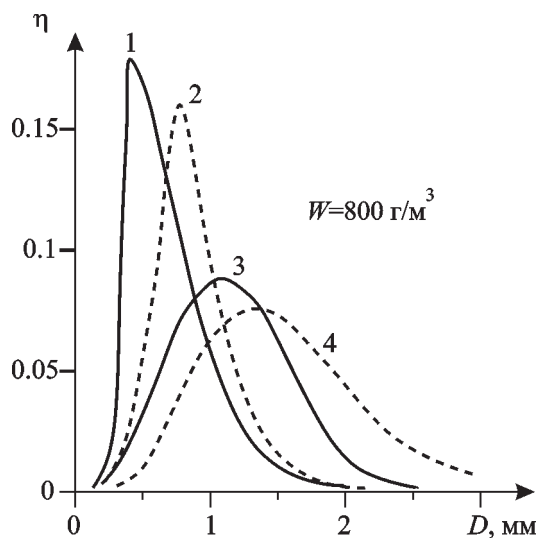


Рис. 4. Зависимость ДОУ ЭПР капельно-брызговой фракции от размера частиц для различной длины волны сигнала:
 1 – $\lambda = 2$ мм, 2 – $\lambda = 4$ мм, 3 – $\lambda = 8$ мм, 4 – $\lambda = 30$ мм

Таблица. Средние диаметры капель (в мм), участвующих в отражении радиоволн

Водность, г/м ³	λ , мм			
	30	8	4	2
10	0.45	0.45	0.45	0.4
800	1.3	1.2	0.9	0.55
30000	3.35	1.85	1.4	1.25

Из таблицы видно, что с укорочением рабочей длины волны средний размер наиболее интенсивно отражающих частиц становится меньше и даже при небольших водностях в коротковолновой части миллиметрового диапазона этот размер сопоставим с половиной длины радиоволны. Это может свидетельствовать о резонансном рассеянии

радиоволн, при котором интенсивность отраженного сигнала значительно повышается.

Из расчетных значений ДОУ ЭПР получены значения удельной объемной ЭПР капельно-брызговых образований в зависимости от рабочей длины волны РЛС для различных значений водности. Результаты расчетов приведены сплошными линиями на рис. 5. Из рисунка видно, что удельная ЭПР капельно-брызговой фракции в диапазоне длин волн от 30 м до 2 мм, для водностей 800 г/м³ и 30000 г/м³ практически линейно увеличивается со скоростью от 1 дБ/мм до 0.5 дБ/мм. Сравнение величин расчетных удельных ЭПР капельно-брызговой фракции с экспериментальными данными для $\lambda = 2$ мм и данными работы [6] для $\lambda = 4, 8, 30$ мм позволяет судить об их примерном равенстве, что подтверждает существенную роль капельно-брызговой фракции в формировании сигнала, отраженного от взволнованной морской поверхности в миллиметровом диапазоне радиоволн.

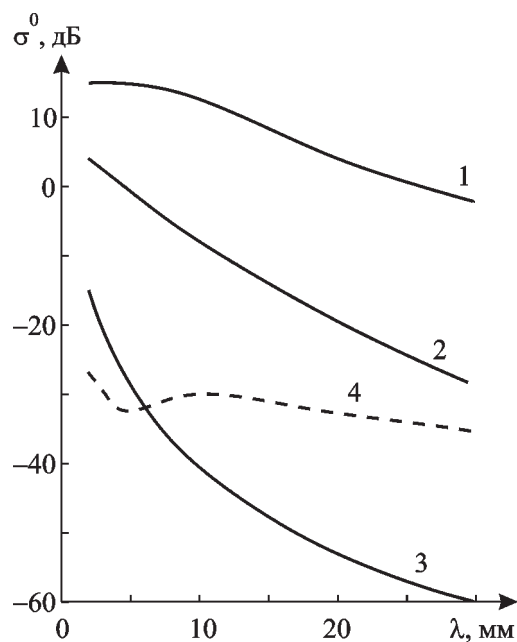


Рис. 5. Зависимости удельной ЭПР капельно-брызговой фракции от длины радиоволны при разных водностях:
 1 – $W = 30\,000$ г/м³, 2 – $W = 800$ г/м³, 3 – $W = 10$ г/м³, 4 – удельная ЭПР морской поверхности

Удельная ЭПР морской поверхности в отсутствие обрушений морских волн меняется незначительно в диапазоне длин радиоволн от 30 мм до 2 мм. На рис. 5 штрих-пунктирной линией нанесена зависимость, построенная по экспериментальным данным для $\lambda = 30, 8, 4$ мм [6] и $\lambda = 2$ мм. Из рисунка видно, что удельная ЭПР имеет величину, примерно равную -30 дБ во всем диапазоне длин радиоволн. Приведенные выше рассуждения и полученные оценки относятся к средним значениям удельной ЭПР.

Флуктуации удельной ЭПР капельно-брызговой фракции обусловлены случайным характером процесса обрушения морских волн.

Реальное ветровое волнение на морской поверхности имеет сложную пространственную форму, изменения которой во времени носят случайный характер и описываются статистическими методами. Профиль морской волны в плоскости, перпендикулярной образующим, характеризуется длиной морской волны Λ , амплитудой морской волны A , периодом волны P (промежуток времени между прохождением через неподвижную вертикаль последовательных вершин или подошв).

Причиной возникновения волнения на поверхности моря является ветер. При сравнительно небольшой скорости ветра на поверхности моря появляются гравитационные волны, имеющие синусоидальный профиль. По мере увеличения скорости ветра, а также при наличии достаточной длины разгона ветрового волнения профиль морских волн деформируется, высота волн увеличивается и вершины их заостряются [11].

Гравитационная волна устойчива до тех пор, пока ее амплитуда $A \leq 0.07\Lambda$, или угол при вершине волны $\geq 120^\circ$. Для устойчивых гравитационных волн соблюдается равенство кинетической и потенциальной энергий гребня волны, $E_k = E_n$, которые пропорциональны квадрату высоты морской волны [12]. Если значение амплитуды волны выше величины $A_{кр} \approx 0.07\Lambda$ кинетическая энергия становится больше потенциальной и происходит обрушение гребня морской волны [12]. Обрушение гребня обусловлено локальным превышением инерционных сил над силами гравитации. При этом происходит выплескивание

массы воды из гребня волны [11]. Очевидно, что чем больше высота обрушивающейся волны, тем большее количество воды выплескивается из ее вершины, и тем большее время существует капельно-брызговая фракция. После сбрасывания с гребня волны массы воды, пропорциональной избытку ее кинетической энергии, гравитационная волна снова становится устойчивой.

Амплитуды морских волн распределены по закону Релея [13]:

$$p(A) = \frac{A}{\sigma_A^2} \exp\left(-\frac{A^2}{2\sigma_A^2}\right),$$

где A – амплитуда морской волны, σ_A^2 – дисперсия амплитуд.

Кинетическая энергия морских волн пропорциональна квадрату их амплитуд: $E = kA^2$, где k – коэффициент пропорциональности. Функциональное преобразование случайных величин дает возможность получить закон распределения кинетических энергий морских волн в виде:

$$p(E) = \frac{1}{\sigma_E^2} \exp\left(-\frac{E}{2\sigma_E^2}\right),$$

где E – кинетическая энергия морских волн, σ_E^2 – дисперсия случайной величины E .

Закон распределения случайной величины $A_{кр} \approx 0.07\Lambda$, при которой происходит обрушение морских волн, будет таким же, как закон распределения длин морских волн, т. е. нормальный закон распределения [13]:

$$p(A_{кр}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{A_{кр}}} \exp\left(-\frac{A_{кр}^2}{2\sigma_{A_{кр}}^2}\right),$$

где $\sigma_{A_{кр}}^2$ – дисперсия случайной величины $A_{кр}$.

Величина $A_{кр}$ соответствует кинетическая энергия $E_{кр} = QA_{кр}$, где Q – некоторый коэффициент пропорциональности. После функци-

онального преобразования получим закон распределения случайной величины $E_{кр}$ в виде:

$$p(E_{кр}) = \frac{1}{\sigma_{E_{кр}} \sqrt{2\pi E_{кр}}} \exp\left(-\frac{E_{кр}}{2\sigma_{E_{кр}}^2}\right)$$

Энергия обрушенной части волны равна разности энергий: $\Delta E = E - E_{кр}$. В предположении независимости случайных величин E и $E_{кр}$ получен закон распределения случайной величины ΔE в виде:

$$p(\Delta E) = \frac{1}{\Delta E_{ср}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{\Delta E_{ср}}\right)$$

где $\Delta E_{ср}$ – среднее значение случайной величины ΔE . Таким образом, при сделанных выше допущениях разность кинетической и потенциальной энергий обрушивающихся морских волн, величина которой определяет энергию сигнала, отраженного от капельно-

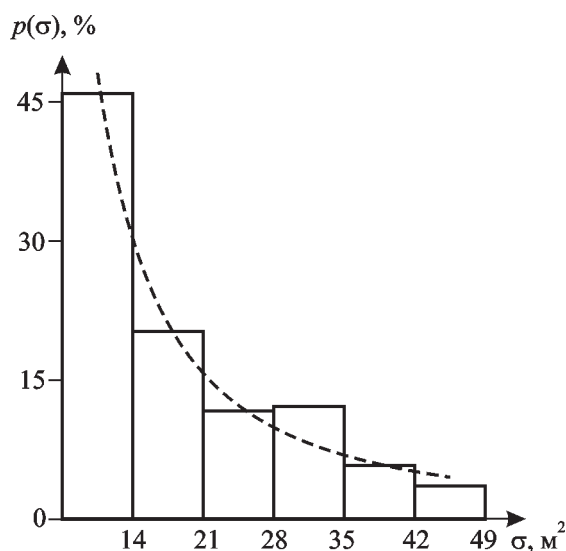


Рис. 6. Гистограмма распределения ЭПР участка морской поверхности при обрушении морских волн. Штриховая линия – аппроксимирующая экспонента

брызговой фракции, имеет экспоненциальный закон распределения.

Пример распределения экспериментальных значений ЭПР, полученных на частоте 140 ГГц для участка морской поверхности размерами 10×40 м² при обрушении морских волн, приведен на рис. 6, где штриховой линией нанесена также аппроксимирующая экспонента с определенными параметрами. Видно, что распределение аппроксимируется экспоненциальной зависимостью, подтверждая приведенные выше рассуждения. Средние значения ЭПР в эксперименте составляли величины порядка 20 м² при обрушении морских волн и порядка 0.7 м² без обрушений.

4. Заключение

Проведенный анализ существующих данных об интенсивности отражения от морской поверхности в радиолокационном диапазоне вплоть до 150 ГГц, а также эксперименты и расчеты авторов, приведенные в работе, позволяют утверждать, что с укорочением длины электромагнитной волны возрастает вклад отражений от капельно-брызговой фракции, образующейся в результате обрушения морских волн.

Рассмотренный выше подход и приведенные соотношения дают возможность получить оценки величины ЭПР капельно-брызговой фракции и показывают, что в миллиметровом диапазоне, особенно в коротковолновой его части, при определенных условиях она может значительно превосходить ЭПР морской поверхности.

Литература

1. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Москва, Наука, 1972, 424 с.
2. А. И. Калмыков, И. Е. Островский, А. Д. Розенберг, И. М. Фукс. Изв. вузов. Радиофизика. 1965, 8, №6. с. 1117-1127.
3. М. М. Horst, F. V. Dyer, M. T. Tuley. Int. Conf. Ant. Propag. London, 1978, part 2 Propag., pp. 6-10.
4. F. V. Dyer, N. C. Currie. Int. IEEE/AP-S Symp. Program and Digest. Atlanta, 1974, pp. 323-326.

5. G. P. Kulemin. Proc. 8-th URSI Com. F Triennial Open Symp. Aviero, Portugal. 1998, pp. 128-131.
6. Г. П. Кулемин, В. Б. Разказовский. Рассеяние миллиметровых радиоволн поверхностью Земли под малыми углами. Киев, Наукова думка, 1987, 232 с.
7. D. S. W. Kwok, B. M. Lake. In monograph "The ocean surface". Reidel Publishing Company, 1985, pp. 249-256.
8. Г. П. Кулемин, В. И. Луценко. В сб. "Радиофизические исследования мирового океана". Харьков, ИРЭ НАНУ, 1992, с. 6-31.
9. J. R. Duncan, W. C. Keller, J. W. Wright. Radio Science. 1974, **9**, No. 10, pp. 809-819.
10. А. В. Розенберг, И. Е. Островский, А. И. Калмыков. Изв. вузов. Радиофизика. 1966, **IX**, №2, с. 234-240.
11. Г. П. Кулемин. Успехи современной радиоэлектроники. 1998, №12, с. 17-47.
12. Дж. Лайтхилл. Волны в жидкостях. Пер. с англ. Москва, Мир, 1981, 598 с.
13. Справочник по теории корабля: В 3-х томах. Том 1. Гидромеханика. Сопротивление движению судов. Судовые движители. Под ред. Я.И. Войткунского. Ленинград, Судостроение, 1985, 768с.

Sea Radar Backscattering Intensity for Small Grazing Angles

**V. G. Gutnik, G. P. Kulemin,
L. I. Sharapov, E. A. Goroshko**

An analysis of sea backscattering models in frequency band of 1÷150 GHz is carried out. The dependences of the sea surface normalized radar cross-section (RCS) on the grazing angle and wind velocity are discussed. The influence of drop-spray fraction on the total RCS and scattering signal fluctuations for the millimeter band of radio waves is analyzed.