

УДК 551.46

## ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ОТНОШЕНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЙЯНИИ РАДИОВОЛН МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А. С. Запевалов<sup>1</sup>, И. П. Шумейко<sup>2</sup>, М. И. Ожиганова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Морской гидрофизический институт РАН

<sup>2</sup>Севастопольский государственный университет

Статья получена 11 января 2016 г.

**Аннотация.** Анализируются физические механизмы, определяющие изменения поляризационного отношения радиоволн при зондировании морской поверхности. Показано, что в ситуации, когда изменениями локального наклона морской поверхности можно пренебречь, поляризационное отношение определяется одним параметром – относительной диэлектрической проницаемостью морской воды. Показано, что создаваемые длинными волнами вариации локальных углов падения приводят к уменьшению поляризационного отношения.

**Ключевые слова:** морская поверхность, резонансное рассеяние радиоволн, поверхностные волны, локальные уклоны, относительная диэлектрическая проницаемость.

**Abstract.** The physical mechanisms that determine changes of polarization relationship of radio waves when sounding the sea surface are analyzed. It is shown that if the changes of the local slope of the sea surface can be neglected, the polarization ratio is determined by one parameter – the relative dielectric constant of sea water. It is shown that the variation of local incidence angles creating by long waves lead to a decrease of the polarization relations.

**Key words:** sea surface, Bragg scattering of radio waves, surface wave, the local slopes, relative dielectric constant.

## Введение

В настоящее время наблюдается неуклонный рост объема информации о процессах, протекающих в атмосфере и океане, получаемой с помощью средств дистанционного зондирования, установленных на космических аппаратах. Наряду с увеличением объема информации, наблюдаются ее качественные изменения – растет число дистанционно определяемых параметров [1, 2]. При радиолокационном зондировании практически вся информация “считывается” с морской поверхности. Поэтому для корректной интерпретации результатов зондирования необходимо детальное представление о роли отдельных физических механизмов, формирующих сигнал, регистрируемый на космическом аппарате.

В последние годы большое внимание привлекают работы по изучению изменчивости поляризационного отношения при радиозондировании морской поверхности [3, 4]. Сравнение сигналов, полученных на разных поляризациях, позволяет получить дополнительную информацию о структуре и физико-химических характеристиках морской поверхности [5, 6].

Целью настоящей работы является анализ роли отдельных физических механизмов в формировании поляризационного отношения при радиолокационном зондировании морской поверхности в ситуациях, когда регистрируемый сигнал определяет резонансный механизм рассеяния.

## Резонансное рассеяние радиоволн морской поверхностью

В случае зондирования морской поверхности при углах падения  $\theta$  от  $25^\circ$  до  $75^\circ$  рассеянный назад сигнал определяет резонансный (брегговский) механизм рассеяния [7, 8]. Рассеяние радиоволн назад создают поверхностные волны, бегущие вдоль направления зондирования в прямом или обратном направлении, у которых волновое число  $K_B$  связано с волновым числом радиоволн  $k$  соотношением

$$K_B = 2k \sin \theta. \quad (1)$$

Когда резонансные (брегговские) составляющие поля поверхностных волн распространяются по плоской поверхности, сечение обратного рассеяния можно представить в форме

$$\sigma_{pp}^0(k, \theta, \alpha) = 8 k^4 |G_{pp}(\theta)|^2 \Xi(\vec{K}_B), \quad (2)$$

где  $p$  – вид поляризации, первый индекс соответствует поляризации излучаемого сигнала, второй – принимаемого;  $\alpha$  – азимутальный угол;  $|G_{pp}(\theta)|^2$  – геометрический коэффициент, зависящий от вида поляризации излучаемого и принимаемого радиолокационного сигнала и от электрофизических параметров морской воды;  $\Xi(\vec{K}_B)$  – спектр морской поверхности, соответствующий волновому вектору  $\vec{K}_B$  резонансной компоненты.

Для вертикальной ( $v$ ) и горизонтальной ( $h$ ) поляризации функция  $G_{pp}(\theta)$  соответственно имеет вид [9]

$$G_{vv}(\theta) = \cos^2 \theta \frac{(\varepsilon_r - 1)[\varepsilon_r(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta]}{[\varepsilon_r \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}]^2}, \quad (3)$$

$$G_{hh}(\theta) = \cos^2 \theta \frac{(\varepsilon_r - 1)}{[\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}]^2}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_r$  – комплексная относительная диэлектрическая проницаемость среды под границей атмосфера-океан.

Из выражений (2)-(4) следует, что сечение обратного рассеяния зависит от относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_r$ . Однако на практике прямой расчет  $\varepsilon_r$  по данным измерений  $\sigma_{pp}^0$  невозможен, поскольку  $\sigma_{pp}^0$  зависит от уровня шероховатости морской поверхности. На уровень шероховатости, который в данном случае характеризуется спектром  $\Xi(\vec{K}_B)$ , влияет большое число физических факторов, вследствие чего он подвержен

сильной изменчивости, особенно при малых скоростях приводного ветра [10]. Изменения  $\sigma_{pp}^0$  за счет изменений уровня шероховатости морской поверхности значительно превосходят изменения за счет реально наблюдаемых в океане изменений  $\epsilon_r$ .

Независимо от вида поляризации падающей и рассеянной волны значение  $\sigma_{pp}^0$  пропорционально спектру  $\Xi(\vec{K}_B)$ . Поэтому характеристикой, определяемой при радиолокационном зондировании морской поверхности, которая зависит от физико-химических характеристик и не зависит от шероховатости, является поляризационное отношение

$$R^0 = \sigma_{vv}^0 / \sigma_{hh}^0 = |G_{vv}(\theta)|^2 / |G_{hh}(\theta)|^2. \quad (5)$$

Вид поляризационного отношения  $R^0$ , рассчитанного для трех длин радиоволн, показан на рис.1. Расчеты проводились для отражений от морской поверхности при условии, что температуры морской воды равна  $15^\circ$  и соленость – 17 ‰.

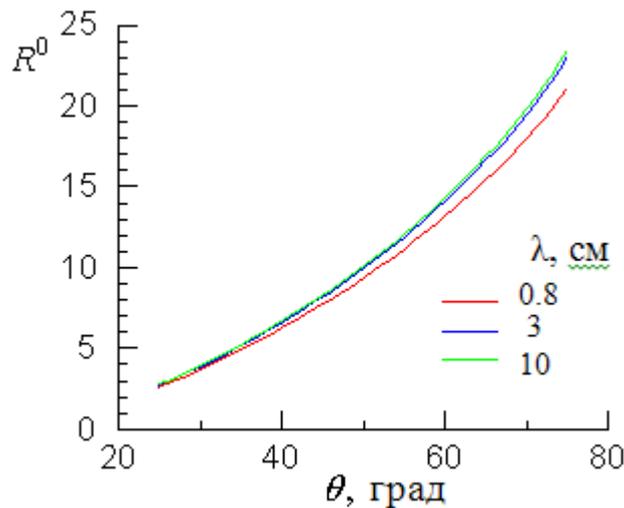


Рис. 1. Зависимость поляризационного отношения  $R^0$  от угла падения  $\theta$ .

Соотношения (3)-(5) показывают принципиальную возможность определения параметра  $\epsilon_r$  на основе радиолокационных измерений. В настоящее время для дистанционного определения комплексной диэлектрической проницаемости морской среды используются размещаемые на самолетах и космических аппаратах СВЧ радиометры [2]. Выходные сигналы

СВЧ радиометров пропорциональны излучательной способности морской поверхности, которая зависит от характеризующих ее состояние электрофизических параметров. Но, поскольку излучательная способность морской поверхности мала, мала и точность определения в рамках этого метода физико-химических характеристик морской поверхности. Поэтому представляется интересным поиск новых подходов к дистанционному определению комплексной диэлектрической проницаемости.

### Эффект длинных волн

Короткие резонансные составляющие поля поверхностных волн всегда распространяются по криволинейной поверхности, созданной более длинными волнами. В результате меняется локальный угол падения радиоволн, он становится равным

$$\theta'(\beta) = \theta - \beta, \quad (6)$$

где  $\beta$  – угол локального наклона поверхности в плоскости падения радиоволн. Это приводит к изменению волнового числа резонансных составляющих, которое становится функцией трех переменных  $K_B = (k, \theta, \beta)$  и изменению величины коэффициента  $|G_{pp}(\theta')|^2$ . Чтобы учесть данный эффект, необходимо усреднить выражение (2) по всему диапазону создаваемых длинными волнами углов наклонов морской поверхности  $\beta$ . Усреднение осуществляется с весом, определяющим вероятность появления тех или иных значений угла  $\beta$ . Тогда,

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}^L &= \int \sigma_{pp}^0(\theta - \beta) P(\beta) d\beta = \\ &= \int 8 k^4 |G_{pp}(\theta - \beta)|^2 \Xi(\overline{K_B}(k, \theta - \beta)) P(\beta) d\beta, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $P(\beta)$  – плотность вероятностей углов наклонов в плоскости падения радиоволны. При выводе выражения (7) предполагалось, что размеры радиолокационного пятна на морской поверхности значительно превышают размеры длинных волн.

Присутствие на морской поверхности длинных волн приводит к тому, что поляризационное отношение

$$R^L = \sigma_{vv}^L / \sigma_{hh}^L = \frac{\int |G_{vv}(\theta - \beta)|^2 \Xi(\vec{K}_B(k, \theta - \beta)) P(\beta) d\beta}{\int |G_{hh}(\theta - \beta)|^2 \Xi(\vec{K}_B(k, \theta - \beta)) P(\beta) d\beta} \quad (8)$$

уже не определяется только электрофизическими свойствами морской воды, но также зависит от топографических характеристик морской поверхности. Оценим, к каким изменениям величины  $R^L$  приводят изменения локальных уклонов морской поверхности, создаваемые волнами более длинными, чем резонансные составляющие волнового поля.

Для этого воспользуемся выражением для  $\sigma_{pp}^0$ , в котором при построении спектральных характеристик поверхностных волн, учтена в явном виде зависимость (1) [11]

$$\sigma_{pp}^0 = 2k^2 |G_{pp}(\theta)|^2 \frac{\tilde{S}(k 2 \sin \theta)}{\sin \theta \cos \theta} \Theta(k 2 \sin \theta, \alpha_B), \quad (9)$$

где  $\tilde{S}(k 2 \sin \theta)$  – одномерный спектр;  $\Theta$  – функция, описывающая распределение энергии волн по направлениям;  $\alpha_B$  – азимутальный угол, указывающий направление распространения резонансных составляющих. Спектр  $\tilde{S}(k 2 \sin \theta)$  связан с одномерным спектром волновых чисел  $S(K)$  соотношением

$$S(k) \frac{dk}{d\theta} = \tilde{S}(K 2 \sin \theta), \quad (10)$$

где  $\frac{dk}{d\theta} = K 2 \cos \theta$ . Учитывая (9) и (10), выражение (8) можно представить в форме

$$R^L = \frac{\int |G_{vv}(\theta - \beta)|^2 \frac{\tilde{S}(k 2 \sin(\theta - \beta))}{\sin(\theta - \beta) \cos(\theta - \beta)} \Theta(k 2 \sin(\theta - \beta), \alpha_B) P(\beta) d\beta}{\int |G_{hh}(\theta - \beta)|^2 \frac{\tilde{S}(k 2 \sin(\theta - \beta))}{\sin(\theta - \beta) \cos(\theta - \beta)} \Theta(k 2 \sin(\theta - \beta), \alpha_B) P(\beta) d\beta}. \quad (11)$$

Если резонансные составляющие распространяются по плоской поверхности, то функция плотности вероятностей  $P(\beta)$  трансформируется в дельта-функцию, в результате получаем  $R^L = R$ .

Рассмотрим характеристики морской поверхности, которые определяют поляризационное отношение, описываемое выражением (11).

### Характеристики поля поверхностных волн

Практически все исследования пространственных статистических характеристик морской поверхности описывают распределения уклонов  $\xi$ , являющиеся первыми пространственными производными. В выражении (11), осреднение проводится по углам наклонов морской поверхности, поэтому необходимо осуществить переход от плотности вероятностей уклонов  $\tilde{P}(\xi)$  к плотности вероятностей углов наклонов  $P(\beta)$ . Обычно при анализе рассеяния электромагнитного излучения морской поверхностью предполагается, что уклоны малы и что они численно равны углам, измеренным в радианах. Данное предположение вносит дополнительную погрешность в расчет поля рассеянного излучения [12]. Оценим эту погрешность.

Уклоны  $\xi$  и углы уклонов  $\beta$  связаны между собой нелинейным соотношением,

$$\xi = \operatorname{tg} \beta. \quad (12)$$

Используя (12), осуществим процедуру перехода от плотности вероятностей уклонов  $\tilde{P}(\xi)$  к плотности вероятностей углов наклонов  $P(\beta)$ . Данная процедура описывается выражением,

$$P(\beta) = \frac{d\xi}{d\beta} \tilde{P}(\xi(\beta)), \quad (13)$$

где  $d\xi/d\beta = \cos^{-2}(\beta)$ . В силу слабой нелинейности поверхностных волн уклоны морской поверхности  $\xi$  в первом приближении можно описывать нормальным законом распределения.

Будем также полагать, что угловое распределение волновой энергии на масштабах, близких к масштабу волновых чисел резонансных составляющих на плоской поверхности, заданному выражением (1), является изотропным. То есть, предполагается, что

$$\Theta(K, \alpha) = \text{const} \text{ при } K \approx K_B. \quad (14).$$

Также, в соответствии с [13], полагая, что резонансными волнами являются волны гравитационно-капиллярного диапазона, примем, что одномерный спектр волновых чисел  $S(K) \sim K^{-3}$ .

Для численной оценки влияния длинных волн на поляризационное отношение воспользуемся результатами исследований зависимостями дисперсии уклонов морской поверхности от скорости ветра. Зависимости получены с помощью оптических сканеров и скаттерометров, установленных на космических аппаратах [14]. Согласно указанной работе, зависимости дисперсий продольной  $\overline{\xi_u^2} = \overline{\xi_u^2}(W)$  и поперечной  $\overline{\xi_c^2} = \overline{\xi_c^2}(W)$  компонент уклонов морской поверхности можно аппроксимировать следующими уравнениями

$$\overline{\xi_u^2} = 3.16 \times 10^{-3} W + 10^{-3} \pm 5 \times 10^{-4}, \quad (15)$$

$$\overline{\xi_c^2} = 1.85 \times 10^{-3} W + 3 \times 10^{-3} \pm 5 \times 10^{-4}, \quad (16)$$

где  $W$  – скорость ветра, измеренная на высоте 10 м. Отметим, что регрессионные уравнения (15) и (16) с точностью до среднеквадратической погрешности совпадают с аналогичными уравнениями, полученными в ставшей классической работе Кокса и Манка [15].

Рассмотрим, как замена выражения (13) плотностью вероятностей,  $\tilde{P}(\xi(\beta))$ , построенной на основе аппроксимации  $\beta \approx \xi$  влияет на плотность вероятностей углов уклонов морской поверхности. Анализ проведем для слабых и сильных ветров. Используем регрессионное уравнение (15) для продольной компоненты уклонов, поскольку уклоны в продольном

относительно вектора скорости ветра направления выше, чем в поперечном. Результаты расчетов представлены на рис. 2.

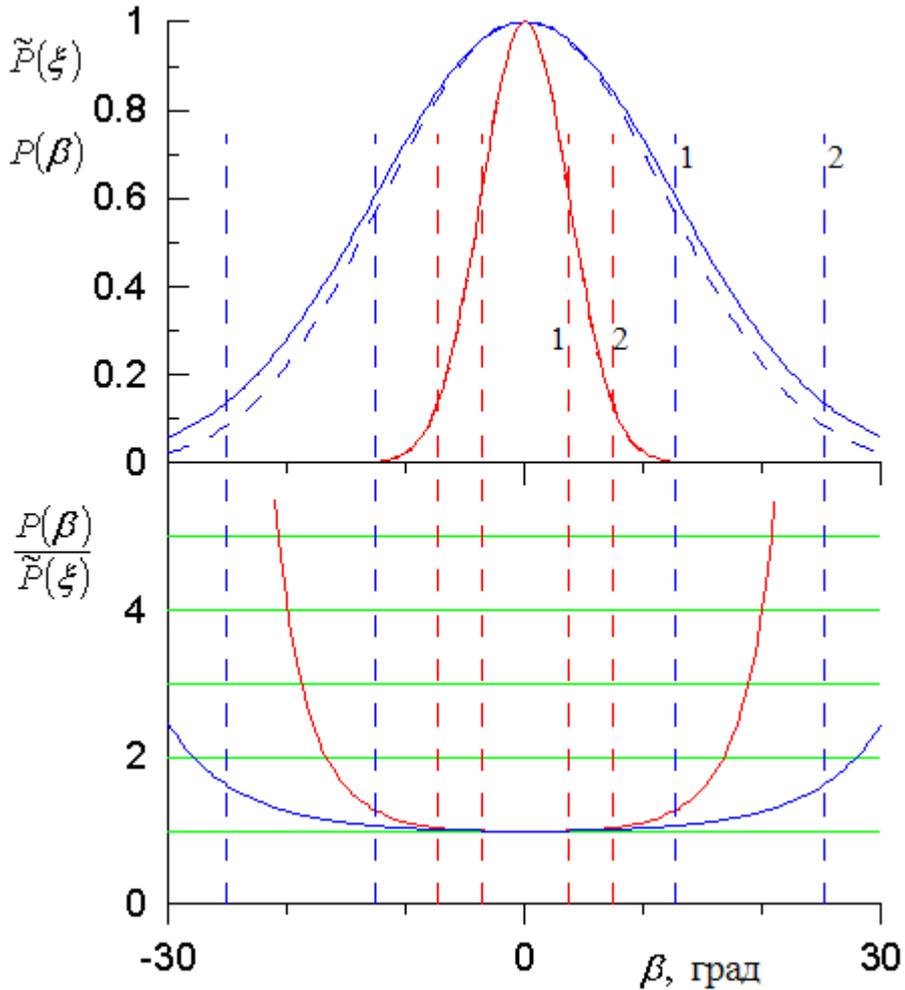


Рис. 2. Нормированные плотности вероятностей  $\tilde{P}(\xi(\beta))$  и  $P(\beta)$  соответственно сплошная и штриховая линии.

Красным цветом показаны характеристики, рассчитанные для скорости ветра 1 м/с, синим – 15 м/с.

Вертикальными штриховыми линиями показаны значения  $\beta$  соответствующие

$$1 - \sqrt{\xi_u^2}; 2 - 2\sqrt{\xi_u^2}$$

При построении рис. 2 для наглядности все функции плотности вероятностей были пронормированы таким образом, чтобы их максимальное значение равнялось единице. Видно, что при слабом ветре ( $W_1 = 1$  м/с), когда

дисперсия уклонов  $\overline{\xi_u^2}$  мала, функции  $\tilde{P}(\xi)$  и  $P(\beta)$  практически совпадают. При  $\xi = \pm\sqrt{\overline{\xi_u^2}}(W_1)$  расхождение между  $\tilde{P}(\xi)$  и  $P(\beta)$  не превышает 0.5 %, при  $\xi = \pm 2\sqrt{\overline{\xi_u^2}}(W_1)$  расхождение менее 2 %. Если ветер сильный ( $W_2 = 15$  м/с), то расхождение между  $\tilde{P}(\xi)$  и  $P(\beta)$  становятся значительными, они составляют 7 % при  $\xi = \pm\sqrt{\overline{\xi_u^2}}(W_2)$  и 63 % при  $\xi = \pm 2\sqrt{\overline{\xi_u^2}}(W_2)$ .

Таким образом, численное моделирование показало, что погрешность, обусловленная аппроксимацией  $\beta \approx \xi$ , при расчете влияния длинных волн на величину поляризационного отношения увеличивается с ростом скорости ветра.

### **Количественные оценки влияния ветра на поляризационное отношение**

С ростом скорости ветра растет дисперсия уклонов морской поверхности, создаваемых волнами более длинными, чем резонансные составляющие. С помощью выражения (12) оценим, как этот эффект влияет на величину поляризационного отношения. Для дальнейших расчетов, как и при анализе погрешности, обусловленной аппроксимацией  $\beta \approx \xi$ , будем использовать соотношение (15), поскольку влияние изменений локальных уклонов морской поверхности при зондировании вдоль направления ветра выше, чем при зондировании в ортогональном направлении.

Зависимости поляризационного отношения  $R^L$  представлены на рис. 4. Расчеты проводились для радиоволн сантиметрового диапазона. Видно, что с ростом угла падения поляризационное отношение увеличивается, одновременно увеличивается чувствительность к изменению скорости ветра. При угле падения  $\theta = 35^\circ$  и изменении скорости ветра от 1 м/с до 15 м/с параметр  $R^L$  уменьшается на 6 %, при  $\theta = 45^\circ$  уменьшается на 9 %, при  $\theta = 55^\circ$  уменьшается на 13 %. Численные оценки получены для случая, когда радиозондирование осуществляется в сантиметровом диапазоне.

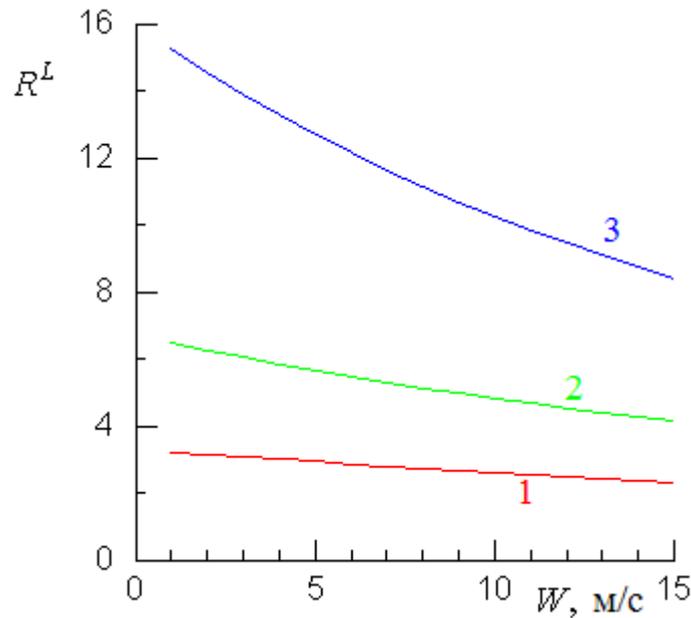


Рис. 3. Зависимость поляризационного отношения  $R^L$  от скорости ветра  $W$ : 1 –  $\theta = 35^\circ$ ; 2 –  $\theta = 45^\circ$ ; 3 –  $\theta = 55^\circ$ .

Выше было показано, что аппроксимация  $\beta \approx \xi$  приводит к заметным ошибкам при построении плотности вероятностей  $P(\beta)$  при больших скоростях ветра. Рассмотрим, как использование данной аппроксимации влияет на величину поляризационного отношения. Введем параметр

$$\Psi = R_{\xi}^L / R_{\beta}^L \quad (18)$$

где  $R_{\xi}^L$  – поляризационное отношение, рассчитанное с помощью плотности вероятностей  $P(\xi)$ ;  $R_{\beta}^L$  – поляризационное отношение, рассчитанное с помощью плотности вероятностей  $P(\beta)$  согласно (12). Изменения параметра  $\Psi$ , вызванные изменением скорости ветра, показаны на рис. 4.

Из рис. 4 следует, что использование аппроксимации  $\beta \approx \xi$  приводит при расчете поляризационного отношения при больших скоростях ветра к погрешности порядка 10 %. Эта погрешность возрастает с увеличением угла падения.

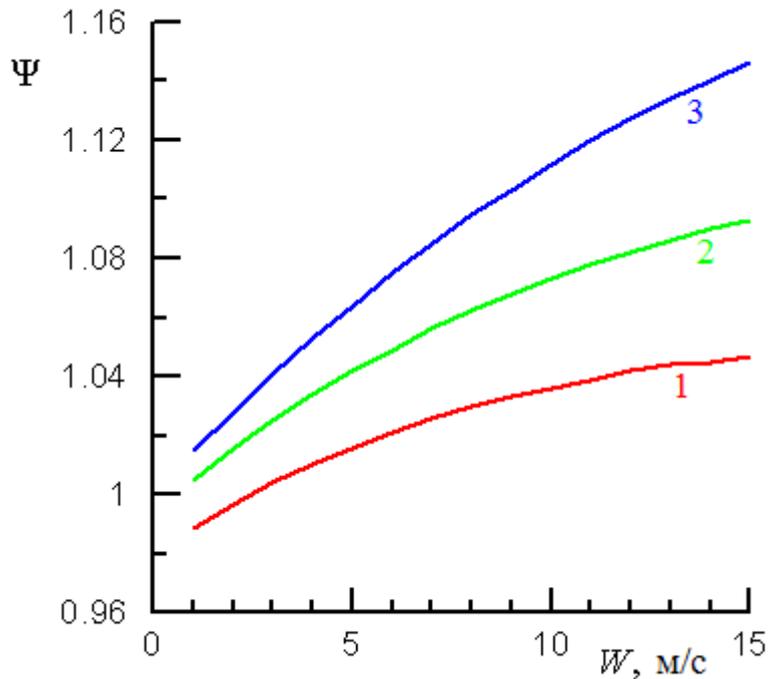


Рис. 4. Зависимость поляризационного отношения  $\Psi$  от скорости ветра  $W$ : 1 –  $\theta = 35^\circ$ ; 2 –  $\theta = 45^\circ$ ; 3 –  $\theta = 55^\circ$ .

### Обсуждение

Поиск новых подходов к решению проблемы дистанционного определения с высоким пространственным разрешением солёности морской воды связан с необходимостью изучения ряда океанологических явлений. Среди них можно выделить задачу определения зон апвеллинга в зимний период, когда осуществление этой процедуры традиционными методами по полю температуры невозможно.

В настоящей работе рассмотрен только один физический механизм, определяющий формирование рассеянного назад радиосигнала, это механизм резонансного рассеяния. При сильных ветрах заметную роль начинают играть механизмы, связанные с рассеянием на пенных образованиях и на каплях воды, срываемых с гребней волн [16]. Они также будут влиять на величину поляризационного отношения.

Следует также отметить, что изучение любого физического механизма, формирующего радиосигнал возможно, если эффект, создаваемый этим

механизмом, можно выделить на фоне аппаратурных шумов. В частности, в данном случае развязка между каналами радиолокатора, работающими на  $vv$  и  $hh$  поляризациях должна быть достаточной, чтобы выделить влияние на поляризационное отношение изменений физико-химических характеристик морской воды. В случае, если уровень развязки недостаточен, решить эту проблему можно, осуществляя последовательное зондирование одного и того же участка поверхности на разных поляризациях.

Как анализ вклада пены и брызг в формирование поляризационного отношения, так и технические вопросы должны стать предметом дальнейших исследований.

### **Заключение**

Анализ факторов, влияющих на величину поляризационного отношения при углах падения, на которых регистрируемый сигнал определяет резонансный механизм рассеяния, показал следующее.

В условиях, когда влиянием изменений уклонов морской поверхности, создаваемых волнами более длинными, чем резонансные составляющие, можно пренебречь, поляризационное отношение однозначно определяется относительной диэлектрической проницаемостью морской воды под границей океан атмосфера.

Создаваемые длинными волнами вариации локальных углов падения, приводят к уменьшению поляризационного отношения. Обусловленное этим эффектом изменение поляризационного отношения растет с увеличением угла падения. При радиозондировании в сантиметровом диапазоне и изменении скорости ветра от 1 м/с до 15 м/с параметр  $R^L$  уменьшается на угле падения  $\theta = 35^\circ$  на 6 %, при  $\theta = 45^\circ$  уменьшается на 9 %, при  $\theta = 55^\circ$  уменьшается на 13 %.

Показано, что использование, широко распространенной при анализе рассеяния радиоволн аппроксимации, в которой предполагается численное равенство уклонов (пространственных производных) морской поверхности и

углов ее наклона приводит при расчете поляризационного отношения при больших скоростях ветра к погрешности порядка 10 %. Эта погрешность тем больше, чем больше угол падения.

### Литература

1. Коротаяев Г.К., Еремеев В.Н. Введение в оперативную океанографию Черного моря // Севастополь: НПЦ “ЭКОСИ-Гидрофизика”.2006. 381 с.
2. Арманд Н.А., Тищенко Ю.Г., Аблязов В.С., Халдин А.А. Спутниковые СВЧ радиометры дециметрового диапазона // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов. М.: ООО «Азбука-200». 2008. Выпуск 5, Т. 1. С. 214-218.
3. Johnsen H., Engen G., Guitton G. Sea-surface polarization ratio from Envisat ASAR AP data and comparison with models // Proc. ‘Envisat Symposium 2007’, Montreux, Switzerland 23–27 April 2007 (ESA SP-636, July 2007) [https://earth.esa.int/documents/700255/709881/2013\\_Miranda\\_s244\\_1.pdf/93201351-067e-4971-819c-50cbb21b6ce9](https://earth.esa.int/documents/700255/709881/2013_Miranda_s244_1.pdf/93201351-067e-4971-819c-50cbb21b6ce9)
4. Van Zadelhoff G.-J., Stoffelen A., Vachon P.W., Wolfe J., Horstmann J., Belmonte Rivas M. Retrieving hurricane wind speeds using cross-polarization C-band measurements // Atmospheric Measurement Techniques. 2014. Vol. 7. P. 437-449.
5. Запевалов А.С., Пустовойтенко В.В. Влияние физико-химических характеристик морской воды на резонансное рассеяние радиоволн морской поверхностью // Журнал Радиоэлектроники [электронный журнал]. 2014. № 9. <http://jre.cplire.ru/iso/sep14/4/text.pdf>
6. Vachon P.W., Wolfe J. C-band cross-polarization wind speed retrieval // IEEE Geosci. and Remote Sens. Lett. 2011. Vol. 8, No. 3, P. 456–459, DOI: 10.1109/LGRS.2010.2085417.

7. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности // М.: Наука. 1972. 424 с.
8. Калмыков А.И., Курекин А.С., Лемента Ю.А., Пустовойтенко В.В. Некоторые особенности обратного рассеяния радиоволн СВЧ диапазона поверхностью моря при малых углах скольжения // Препринт ИРЭ АН УССР. 1974. №. 40.
9. Valenzuela G. Theories for the interaction of electromagnetic and ocean waves.- A Review // Boundary Layer Meteorology. 1978. Vol. 13, № 1-4. P. 61-85.
10. Христофоров Г.Н., Запевалов А.С., Смолов В.Е. О предельной точности скаттерометрического определения со спутника скорости ветра над океаном // Исследование Земли из космоса. 1987. № 2. С. 57-65.
11. Запевалов А.С. Моделирование берегового рассеяния электромагнитного излучения сантиметрового диапазона морской поверхностью. Влияние волн более длинных, чем береговые составляющие // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45, № 2. С. 266-275.
12. Запевалов А.С., Лебедев Н.Е. Моделирование статистических характеристик поверхности океана при дистанционном зондировании в оптическом диапазоне // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27, № 1. С. 28-33.
13. Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана // Л.: Гидрометеиздат. 1985. 375 с.
14. Bréon F.M., Henriot N. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions // J. Geoph. Res.: Oceans. 2006. V. 111, No C06005. doi:10.1029/2005JC003343
15. Cox C., Munk W. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun glitter // J. Optical. Soc. America. 1954. Vol. 44, № 11. P. 838-850.
16. Tian J., Liu Q., Pan W., Shi J. An improved method of retrieving sea surface wind speed based on a four-layer medium model at high sea states // International Journal of Geosciences. 2014. No 5. P. 85-92 Published Online January 2014 (<http://www.scirp.org/journal/ijg>) <http://dx.doi.org/10.4236/ijg.2014.51010>