

## Особенности учета вклада длинноволновых компонент волнения в приращение излучательной способности морской поверхности

И.Н. Садовский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН  
117997 Москва, Профсоюзная 84/32

<sup>2</sup>Владимирский государственный университет,  
600026, Владимир, ул. Горького, 87  
E-mail: Ilya\_Nik\_Sad@mail.ru

В работе рассмотрены основные соотношения, используемые для оценки интенсивности собственного радиотеплового излучения морской поверхности в присутствии энергонесущих компонент ветрового волнения. Вид представленных соотношений позволяет упростить понимание основных этапов выполнения модельных расчетов: оценки излучения плоского facets; расчета отклика радиометрического приемника в зависимости от ориентации приемной антенны; учета переотраженного излучения атмосферы; изменение эффективной площади излучения facets; учета функции распределения уклонов взволнованной поверхности.

**Ключевые слова:** радиотепловое излучение, длинноволновые компоненты ветровых волн, излучение плоского facets, эффект самозатенения, функция видимого распределения.

### Введение

Общая макроскопическая теория тепловых электромагнитных полей была развита М.Л. Левиным и С.М. Рытовым (Левин, Рытов, 1967). В строгом изложении флуктуационное (тепловое) поле в среде описывается системой неоднородных уравнений Максвелла с однородными граничными условиями. Однако решение конкретных краевых задач подобного рода наталкивается на известные математические трудности. Более простая схема расчета поля теплового излучения основана на обобщенном законе Кирхгофа.

Согласно основным положениям (Левин, Рытов, 1967), на основании теоремы взаимности или принципа детального термодинамического равновесия задача о приеме антенной теплового радиоизлучения сводится к дифракционной задаче о распределении в этой среде поля при работе антенны на передачу. В этом случае отклик антенны на тепловое радиоизлучение участка поверхности  $S_{II}$  определяется соотношением (Цейтлин, 1966; Разин, Цейтлин, 1962):

$$J = \frac{1}{P_{II}} \left\{ \oint_{S_{II}} T(\vec{P} \cdot \vec{n}') dS_{II} + \int_{V_C} \vec{P} \cdot \text{grad } T dV_C \right\} \quad (1)$$

где  $P_{II}$  – мощность, излучаемая антенной,  $\vec{P}$  – вектор Пойнтинга антенного поля внутри среды у ее поверхности;  $\vec{n}'$  – нормаль к поверхности, направленная внутрь среды;  $V_C$  – объем среды;  $T$  – температура среды.

В предположении постоянства температуры по поверхности среды и в пределах скин-слоя, а также равномерного облучения поверхности при  $S_{II} \gg \lambda^2$ , когда краевыми эффектами можно пренебречь, из (1) следует выражение, характеризующее яркостную температуру  $T_{Я}$  и коэффициент излучения  $\chi^{S_{II}}$  участка  $S_{II}$  поверхности:

$$J \cong \frac{T}{P_{II}} \int_{S_{II}} (\vec{P} \cdot \vec{n}') dS_{II}, T_{Я}^{S_{II}} \equiv J \cong T \cdot \chi^{S_{II}} \quad (2)$$
$$\chi^{S_{II}} \cong \frac{P_C}{P_{II}}, P_C = \int_{S_{II}} (\vec{P} \cdot \vec{n}') dS_{II}.$$

В данных выражениях вектор Пойнтинга  $\vec{P}$  определяется падающей волной и локальным коэффициентом прохождения  $d_s$ , связанным с локальным коэффициентом отражения Френеля соотношением

$$d_s = 1 - r_s^2$$

и имеющего смысл локального коэффициента излучения  $\chi_s \equiv d_s$  (в соответствии с законом Кирхгофа).

При этом:

$$\begin{aligned} (\vec{P} \cdot \vec{n}') dS_{\Pi} &= I(\vec{k} \cdot \vec{n}') \chi_s dS_{\Pi} \text{ и} \\ P_{\Pi} &= I \cdot S_{\Pi} = I \cdot S_Z \cdot \cos \theta_k, \end{aligned}$$

где  $I$  – плотность потока мощности падающего поля, излучаемого антенной;  $\vec{k}$  – единичный вектор, характеризующий направление падающего поля;  $S_{\Pi}$  и  $S_Z$  – проекции поверхности излучения  $S_{\Pi}$  на плоскость перпендикулярную направлению падающего поля и плоскость XOY, соответственно;  $\theta_k$  – угол между вектором  $\vec{k}$  и осью OZ.

Тогда выражения для яркостной температуры и коэффициента излучения из (1) можно представить в виде:

$$T_{\text{Я}}^{S_{\Pi}} \cong T \cdot \chi^{S_Z} \quad (3)$$

$$\chi^{S_Z} \cong \frac{\int_{S_{\Pi}} I(\vec{k} \cdot \vec{n}') \chi_s dS_{\Pi}}{I \cdot S_Z \cdot \cos \theta_k} = \frac{1}{S_Z(\vec{k} \cdot \vec{z})} \int_{S_Z} \frac{(\vec{k} \cdot \vec{n}')}{(\vec{n}' \cdot \vec{z}')} \chi_s(\vec{k}, \vec{n}) dS_Z,$$

где  $\chi_s(\vec{k}, \vec{n})$  – локальный коэффициент излучения, зависящий от взаимной ориентации площадки (вектор  $\vec{n}$ ) и направления излучения (вектор  $\vec{k}$ );  $\vec{z}' = -\vec{z}$ ,  $\vec{z}$  – единичный вектор, определяющий положительное направление оси OZ.

Выражения (2) можно представить в ином виде:

$$T_{\text{Я}}^{S_{\Pi}} \cong T \cdot \chi^{S_Z} \cong \frac{1}{S_Z(\vec{k} \cdot \vec{z}')} \int_{S_Z} \frac{(\vec{k} \cdot \vec{n}')}{(\vec{n}' \cdot \vec{z}')} T_{\text{Я}}(\vec{k}, \vec{n}) dS_Z \quad (4)$$

где  $T_{\text{Я}}(\vec{k}, \vec{n}) = T \cdot \chi_s(\vec{k}, \vec{n})$  – излучение плоского facets в направлении антенны.

Анализ выражения (4) позволяет представить задачу нахождения яркостной температуры неровной поверхности в виде трех отдельных этапов: определение интенсивности излучения произвольно ориентированного плоского facets в направлении антенны, коррекция полученного результата на основе рассмотрения взаимного расположения приемной антенны и facets в пространстве и, в заключение, статическое усреднения излучения плоских facets, составляющих поверхность.

### Излучение плоского facets

Пусть ориентация площадки определяется координатами вектора нормали к ней  $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ , а интересующее нас направление излучения – координатами вектора наблюдения  $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$  (рис. 1).

Кроме того, в рамках поставленной задачи необходимо задать векторы  $\vec{E}_{B-A}$  и  $\vec{E}_{\Gamma-A}$ , соответствующие поляризациям принимаемого излучения (вертикальной и горизонтальной) и, соответственно, задающие ориентацию приемной антенны (рис. 2).

Если известны значения уклонов ( $\eta_x$  и  $\eta_y$ ) элементарной площадки в плоскостях ZOХ и ZOУ, равные тангенсам углов между проекциями на эти плоскости вектора  $\vec{n}$  и осью OZ, а положение вектора  $\vec{k}$  задано через углы наблюдения  $\theta_k$  и  $\varphi_k$ , то координаты векторов равны:

- для векторов  $\vec{n}$  и  $\vec{k}$  :

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} -\cos \varphi_k \sin \theta_k \\ -\sin \varphi_k \sin \theta_k \\ -\cos \theta_k \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \vec{n} = \begin{pmatrix} \frac{-\eta_X}{\sqrt{1+\eta_X^2+\eta_Y^2}} \\ \frac{-\eta_Y}{\sqrt{1+\eta_X^2+\eta_Y^2}} \\ 1 \\ \frac{1}{\sqrt{1+\eta_X^2+\eta_Y^2}} \end{pmatrix},$$

- для векторов  $\vec{E}_{B_A}$  и  $\vec{E}_{\Gamma_A}$ :

$$\vec{E}_{B_A} = \begin{pmatrix} \cos \theta_k \cos \phi_k \\ -\cos \theta_k \sin \phi_k \\ \sin \theta_k \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \vec{E}_{\Gamma_A} = \vec{k} \times \vec{E}_{B_A},$$

где знак « $\times$ » соответствует операции векторного умножения.

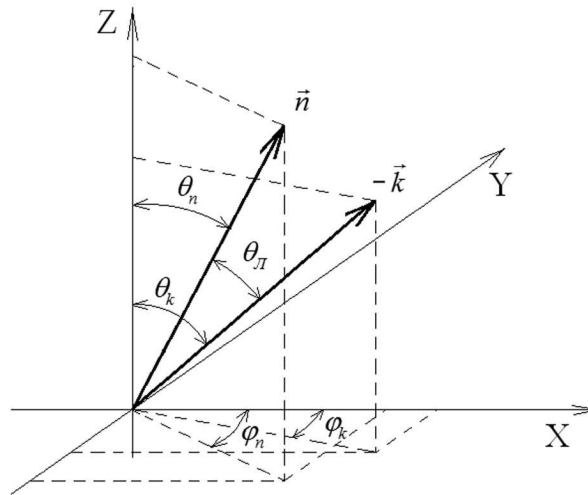


Рис. 1. Взаимное расположение векторов  $\vec{n}$  и  $-\vec{k}$

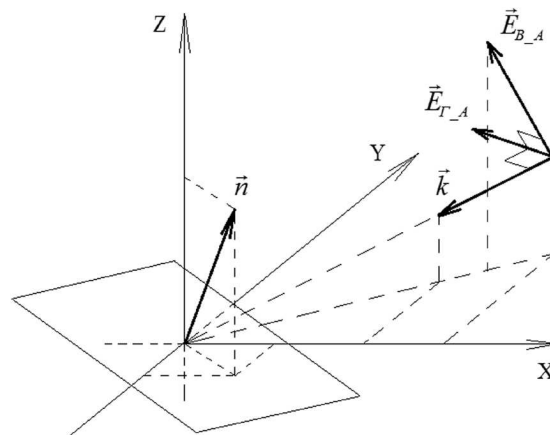


Рис. 2. Расположение векторов  $\vec{n}$ ,  $\vec{k}$  и пары векторов  $\vec{E}_{B_A}$  и  $\vec{E}_{\Gamma_A}$ , задающих ориентацию приемной антенны

Через координаты векторов может быть определен локальный угол  $\theta_L$ , образуемый векторами  $\vec{n}$  и  $-\vec{k}$  :

$$\theta_{\perp} = \arccos(-\vec{k} \cdot \vec{n})$$

Знание  $\theta_{\perp}$  позволяет использовать хорошо известное решение уравнения (1) для случая изотермической среды с гладкой границей раздела, представленное, например, в (Басс, Фукс, 1972):

$$\chi_j(\theta) = 1 - |r_j(\theta_{\perp})|^2, \quad j = \parallel, \perp, \quad (5)$$

где  $r_j(\theta_{\perp})$  – коэффициент отражения Френеля для случаев параллельной и перпендикулярной поляризации плоской электромагнитной волны (для случая горизонтально ориентированной площадки – вертикальной и горизонтальной поляризаций излучения):

$$r_{\parallel}(\theta_{\perp}) = \frac{\varepsilon \cos \theta_{\perp} - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{\perp}}}{\varepsilon \cos \theta_{\perp} + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{\perp}}}$$

$$r_{\perp}(\theta_{\perp}) = \frac{\cos \theta_{\perp} - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{\perp}}}{\cos \theta_{\perp} + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{\perp}}}$$
(6)

где  $\varepsilon$  – значение комплексной диэлектрической проницаемости излучающей среды (в рассматриваемом случае, морской поверхности).

Тогда, излучение произвольно расположенной элементарной площадки (плоского facets) в направлении визирования, задаваемого единичным вектором  $\vec{k}$ , может быть найдено в соответствии с соотношениями (3), (5) и (6):

$$T_{\text{я}\parallel}(\theta_k) = T_{\text{я}\parallel}(\theta_{\perp}) = (1 - |r_{\parallel}(\theta_{\perp})|^2) \cdot T_0,$$

$$T_{\text{я}\perp}(\theta_k) = T_{\text{я}\perp}(\theta_{\perp}) = (1 - |r_{\perp}(\theta_{\perp})|^2) \cdot T_0.$$
(7)

### Отклик антенны

Для того, чтобы определить отклик антенны на излучение рассматриваемой площадки в направлении визирования, следует рассмотреть взаимную ориентацию векторов  $\vec{E}_{B,A}$ ,  $\vec{E}_{\Gamma,A}$  (определяющих поляризацию принимаемого излучения) и  $\vec{E}_{\parallel}$ ,  $\vec{E}_{\perp}$  (определяющих поляризацию излучения facets). Обе пары векторов лежат в одной плоскости т.к. они все перпендикулярны направлению распространения/приема излучения (рис. 3), однако, в общем случае, оказываются смещенными на некоторый угол  $\alpha$ .

В данной постановке, регистрируемое антенной на вертикальной поляризации излучение площадки  $\vec{E}_{B,A}$ , будет представлять из себя комбинацию излучений facets на параллельной и перпендикулярной поляризациях (т.н. кроссполяризационный эффект). Сказанное остается справедливым и для отклика антенны на горизонтальной поляризации  $\vec{E}_{\Gamma,A}$ . Таким образом, для нахождения отклика антенны на излучение площадки необходимо знать не только интенсивность излучения самой площадки, но и взаимную ориентацию векторов, задающих плоскости поляризаций излучения facets и принимаемого излучения.

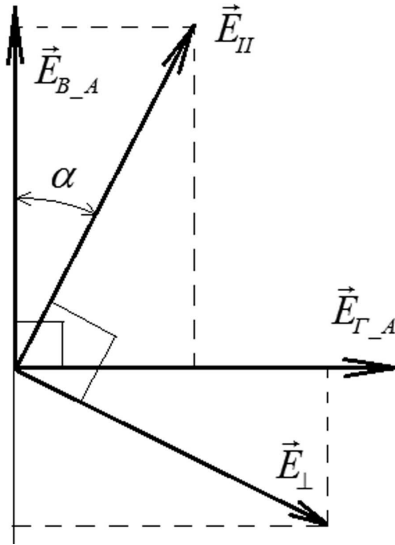


Рис. 3. Взаимная ориентация векторов, задающих поляризации принимаемого излучения и излучения facets

Определим координаты векторов  $\vec{E}_{\perp}$  и  $\vec{E}_{II}$ , которые, как уже было отмечено, являются ортогональными составляющими пары векторов  $\vec{E}_{B_A}$  и  $\vec{E}_{\Gamma_A}$  (рис. 4).

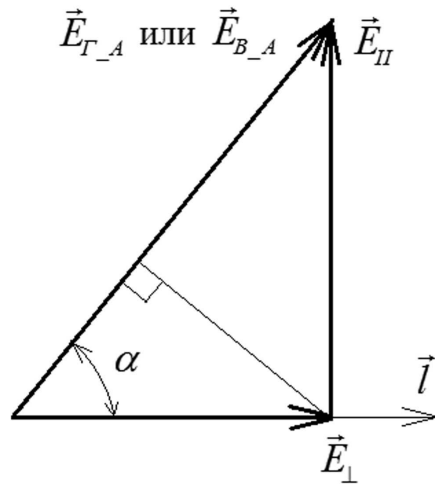


Рис. 4. К задаче определения координат векторов  $\vec{E}_{\perp}$  и  $\vec{E}_{II}$

С одной стороны, вектор  $\vec{E}_{\perp}$  расположен на поверхности facets, т.е. перпендикулярен вектору  $\vec{n}$ , с другой, он перпендикулярен направлению распространения излучения, определяемому вектором  $\vec{k}$ . Тогда направление вектора  $\vec{E}_{\perp}$  будет совпадать с направлением единичного вектора  $\vec{l}$ :

$$\vec{l} = \vec{k} \times \vec{n}$$

а его модуль равен проекции вектора  $\vec{E}_{B_A}$  (или  $\vec{E}_{\Gamma_A}$  в зависимости от рассматриваемой поляризации принимаемого излучения) на направление вектора  $\vec{l}$ :

$$\begin{aligned} g_B &= \left| \vec{E}_{B_A} \cdot \vec{l} \right| && \text{для вектора } \vec{E}_{B_A} \text{ и} \\ g_{\Gamma} &= \left| \vec{E}_{\Gamma_A} \cdot \vec{l} \right| && \text{для вектора } \vec{E}_{\Gamma_A} \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда координаты вектора  $\vec{E}_\perp$  можно представить двумя способами:

$$\vec{E}_\perp = g_B \vec{l} \text{ и}$$

$$\vec{E}_\perp = g_\Gamma \vec{l} .$$

Если известны координаты векторов  $\vec{E}_\perp$  и  $\vec{E}_{B_A}$  ( или  $\vec{E}_{\Gamma_A}$ ), то вектор  $\vec{E}_\parallel$  может быть найден в виде разницы соответствующих пар векторов:

$$\vec{E}_\parallel = \vec{E}_{B_A} - \vec{E}_\perp = \vec{E}_{B_A} - g_B \vec{l} \text{ или}$$

$$\vec{E}_\parallel = \vec{E}_{\Gamma_A} - \vec{E}_\perp = \vec{E}_{\Gamma_A} - g_\Gamma \vec{l} .$$

Обозначим модуль вектора  $\vec{E}_\parallel$ :

$$\begin{aligned} |\vec{E}_\parallel| &= |\vec{E}_{B_A} - g_B \vec{l}| = q_B \text{ или} \\ |\vec{E}_\parallel| &= |\vec{E}_{\Gamma_A} - g_\Gamma \vec{l}| = q_\Gamma , \end{aligned} \tag{9}$$

где индекс при  $q$  меняется в зависимости от того, через какой вектор  $\vec{E}_{B_A}$  или  $\vec{E}_{\Gamma_A}$  выражен модуль  $\vec{E}_\parallel$ .

Пары коэффициентов  $g_B, q_B$  и  $g_\Gamma, q_\Gamma$  найдены исходя из условия  $|\vec{E}_{B_A}| = |\vec{E}_{\Gamma_A}| = 1$ . А в силу того, что эти коэффициенты, по сути, равны:

$$\begin{aligned} g_B^2 = \cos^2 \alpha, \quad q_B^2 = \sin^2 \alpha & \text{ для вектора } \vec{E}_{B_A} \text{ и} \\ g_\Gamma^2 = \cos^2 \alpha, \quad q_\Gamma^2 = \sin^2 \alpha & \text{ для вектора } \vec{E}_{\Gamma_A} \text{ (рис. 4)} \end{aligned}$$

то получаем условие нормировки этих коэффициентов:

$$g_B^2 + q_B^2 = g_\Gamma^2 + q_\Gamma^2 = 1 \tag{10}$$

И, как следствие, значения квадратов этих коэффициентов могут быть использованы для оценки вклада излучения facets на параллельной и перпендикулярной поляризациях (7) в отклик антенны на вертикальной ( $g_B^2, q_B^2$ ) и горизонтальной ( $g_\Gamma^2, q_\Gamma^2$ ) поляризациях:

$$\begin{aligned} T_{Я\_B}(\theta_k, \phi_k) &= g_B^2 \cdot T_{Я\perp}(\theta_k) + q_B^2 \cdot T_{Я\parallel}(\theta_k) , \\ T_{Я\_\Gamma}(\theta_k, \phi_k) &= g_\Gamma^2 \cdot T_{Я\perp}(\theta_k) + q_\Gamma^2 \cdot T_{Я\parallel}(\theta_k) . \end{aligned} \tag{11}$$

Следует отметить, что для горизонтально ориентированной площадки ( $\eta_X = \eta_Y = 0$ ) представленные выражения упрощаются:

$$\begin{aligned} T_{Я\_B}(\theta_k, \phi_k) &= T_{Я\_B}(\theta_k) = T_{Я\parallel}(\theta_k) , \\ T_{Я\_\Gamma}(\theta_k, \phi_k) &= T_{Я\_\Gamma}(\theta_k) = T_{Я\perp}(\theta_k) , \end{aligned} \tag{12}$$

и отклик антенны на вертикальной поляризации полностью определяется излучением facets на параллельной поляризации, а на горизонтальной – только излучением на перпендикулярной поляризации.

## Учет атмосферы

В общем случае, отклик антенны на излучение плоского факета может быть представлен в виде:

$$T_{Я} = T_{Я\_ПЛ} + T_{Я\_СТ} \quad (13)$$

где  $T_{Я}$  – результирующее значение измеренной радиояркостной температуры,  $T_{Я\_ПЛ}$  – излучение факета,  $T_{Я\_СТ}$  – добавка, обусловленная наличием сторонних источников излучения.

Одним из таких источников, оказывающих значительное влияние на результаты радиополяриметрических измерений в натуральных условиях, является атмосфера. По аналогии с (Liebe et al., 1991), интенсивность нисходящего собственного излучения атмосферы у поверхности земли определяется выражением (в приближении горизонтально-однородной безоблачной атмосферы):

$$T_{Я\_А}(\theta_A) = (T_{0\_А} - 10) \cdot \left( 1 - \exp \left[ \frac{-\tau}{\cos \theta_A} \right] \right) \quad (14)$$

где  $\tau$  – интегральное поглощение атмосферы,  $T_{0\_А}$  – физическая температура атмосферы у поверхности земли,  $\theta_A$  – угол, отсчитываемый от зенита.

Данное выражение справедливо для вертикальной и горизонтальной поляризаций, поскольку излучение атмосферы не является поляризованным.

Тогда, для случая горизонтально ориентированного плоского факета, отклик антенны с учетом переотраженного излучения атмосферы может быть описан следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} T_{Я\_В}(\theta_k) &= T_{Я\_П}(\theta_k) + |r_{П}(\theta_k)|^2 T_{Я\_А}(\theta_k) \\ T_{Я\_Г}(\theta_k) &= T_{Я\_П}(\theta_k) + |r_{П}(\theta_k)|^2 T_{Я\_А}(\theta_k) \end{aligned} \quad (15)$$

т.к. углы  $\theta_A$  в (14) и  $\theta_k$  в (12) оказываются равны.

Для случая произвольно ориентированного плоского факета ( $\eta_x \neq 0$ ,  $\eta_y \neq 0$ ), нарушаются условия  $\theta_k = \theta_{П}$ ,  $\theta_k = \theta_A$  и задача учета подсвета атмосферы требует отдельного рассмотрения.

Использование приближения геометрической оптики позволяет ограничиться рассмотрением двумерной задачи т.к. вектор наблюдения  $\vec{k}$ , вектор нормали к площадке  $\vec{n}$  и вектор  $\vec{m}$ , определяющий направление нисходящего излучения атмосферы, переотражаемого в направлении визирования, лежат в одной плоскости (рис. 5).

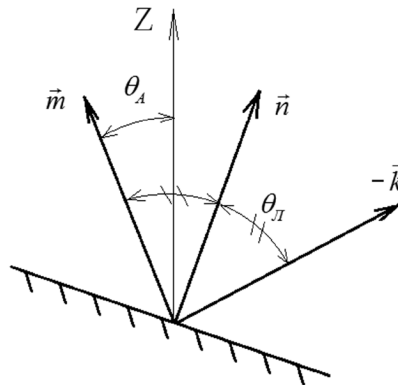


Рис. 5. К вопросу учета подсвета атмосферы в случае однократного отражения

Координаты вектора  $\vec{m}$  могут быть найдены по известным координатам векторов  $\vec{k}$  и  $\vec{n}$ :

$$\vec{m} = \vec{k} - 2 \cdot \vec{k} \cdot \vec{n} \cdot \vec{n}$$

Тогда искомым углом  $\theta_A$ :

$$\theta_A = \arccos(\vec{m} \cdot \vec{z})$$

где  $\vec{z}$  – вектор, определяющий положительное направление оси OZ, и  $|\vec{m}| = |\vec{z}| = 1$ .

В общем случае, угол  $\theta_A$  может лежать в пределах от 0 до  $(\pi - \theta_k)$ . При этом задача нахождения результирующего излучения плоского facets будет иметь разные решения в зависимости от того, какому диапазону углов  $[0, \pi/2]$  или  $(\pi/2, \pi - \theta_k]$  будет принадлежать угол  $\theta_A$ .

Если  $\theta_A \in [0, \pi/2]$ , то выражение (11) с учетом (13) и (15) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} T_{Я\_В}(\theta_k, \phi_k) &= g_B^2 \cdot (T_{Я\perp}(\theta_L) + |r_{\perp}(\theta_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta_A)) + q_B^2 \cdot (T_{Я\parallel}(\theta_L) + |r_{\parallel}(\theta_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta_A)) \\ T_{Я\_Г}(\theta_k, \phi_k) &= g_G^2 \cdot (T_{Я\perp}(\theta_L) + |r_{\perp}(\theta_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta_A)) + q_G^2 \cdot (T_{Я\parallel}(\theta_L) + |r_{\parallel}(\theta_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta_A)) \end{aligned} \quad (16)$$

Если же  $\theta_A \in (\pi/2, \pi - \theta_k]$ , то решение усложняется, т.к. необходимо учесть эффект переотражения излучения атмосферы (задаваемого вектором  $\vec{m}'$ ) от, в среднем, гладкой поверхности, а так же учесть собственное излучение этой поверхности (в направлении  $\vec{m}$ ), переотраженное от исследуемого плоского facets (рис. 6):

$$\begin{aligned} T_{Я\_В}(\theta_k, \phi_k) &= g_B^2 \cdot (T_{Я\perp}(\theta_L) + |r_{\perp}(\theta_L)|^2 \cdot (T_{Я\perp}(\theta'_L) + |r_{\perp}(\theta'_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta'_A))) + \\ &+ q_B^2 \cdot (T_{Я\parallel}(\theta_L) + |r_{\parallel}(\theta_L)|^2 \cdot (T_{Я\parallel}(\theta'_L) + |r_{\parallel}(\theta'_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta'_A))) \\ T_{Я\_Г}(\theta_k, \phi_k) &= g_G^2 \cdot (T_{Я\perp}(\theta_L) + |r_{\perp}(\theta_L)|^2 \cdot (T_{Я\perp}(\theta'_L) + |r_{\perp}(\theta'_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta'_A))) + \\ &+ q_G^2 \cdot (T_{Я\parallel}(\theta_L) + |r_{\parallel}(\theta_L)|^2 \cdot (T_{Я\parallel}(\theta'_L) + |r_{\parallel}(\theta'_L)|^2 T_{Я\_А}(\theta'_A))) \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\theta'_A = \theta'_L = \pi - \theta_A$ .

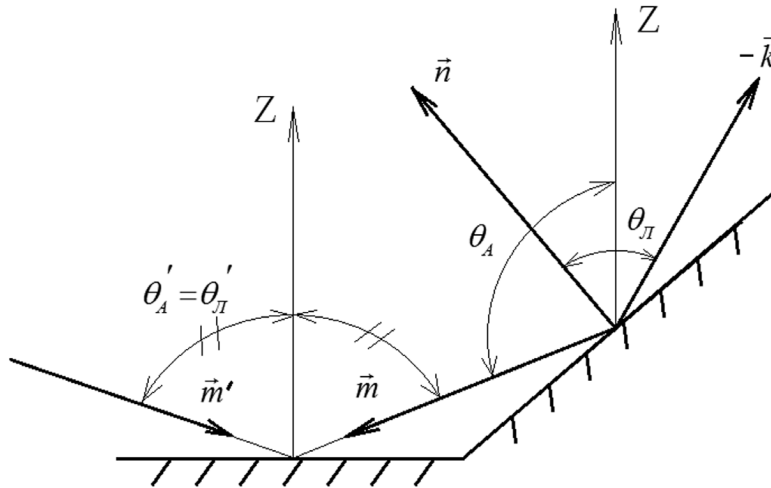


Рис. 6. Случай двукратного переотражения излучения атмосферы



Введя обозначения:

$$G_{\perp} = \begin{cases} T_{Я_{\perp}}(\theta_{Л}) + |r_{\perp}(\theta_{Л})|^2 T_{Я_{-A}}(\theta_A) & \text{для } \theta_A \in [0, \pi/2] \\ T_{Я_{\perp}}(\theta_{Л}) + |r_{\perp}(\theta_{Л})|^2 \cdot (T_{Я_{\perp}}(\theta'_{Л}) + |r_{\perp}(\theta'_{Л})|^2 T_{Я_{-A}}(\theta'_A)) & \text{для } \theta_A \in (\pi/2, \pi - \theta_k] \end{cases}$$

$$Q_{\parallel} = \begin{cases} T_{Я_{\parallel}}(\theta_{Л}) + |r_{\parallel}(\theta_{Л})|^2 T_{Я_{-A}}(\theta_A) & \text{для } \theta_A \in [0, \pi/2] \\ T_{Я_{\parallel}}(\theta_{Л}) + |r_{\parallel}(\theta_{Л})|^2 \cdot (T_{Я_{\parallel}}(\theta'_{Л}) + |r_{\parallel}(\theta'_{Л})|^2 T_{Я_{-A}}(\theta'_A)) & \text{для } \theta_A \in (\pi/2, \pi - \theta_k] \end{cases}$$
(18)

отклик антенны на излучение произвольно ориентированного плоского facets, для случаев вертикальной и горизонтальной поляризации принимаемого излучения, можно представить в виде:

$$T_{Я_{-B}}(\theta_k, \phi_k) = g_B^2 \cdot G_{\perp} + q_B^2 \cdot Q_{\parallel}$$

$$T_{Я_{-Г}}(\theta_k, \phi_k) = g_{Г}^2 \cdot G_{\perp} + q_{Г}^2 \cdot Q_{\parallel}$$

### *Эффективная площадь излучения facets*

Как было отмечено ранее, вторым этапом решения задачи оценки интенсивности излучения неровной поверхности является коррекция решения (19), полученного для плоского facets. Исходя из (4), значение поправочной функции  $F(\vec{k}, \vec{n})$  для рассматриваемого плоского facets  $\vec{n}$  и выбранного расположения антенны  $\vec{k}$  может быть найдено в соответствии с соотношением:

$$F(\vec{k}, \vec{n}) = \frac{(\vec{k} \cdot \vec{n}')}{(\vec{k} \cdot \vec{z}')(\vec{z}' \cdot \vec{n}')} \quad (20)$$

Для удобства рассмотрения, осуществим переход к векторам  $\vec{k}' = -\vec{k}$ ,  $\vec{n}$  и  $\vec{z}$ , имеющим положительные координаты. Это не внесет изменения в (20), поскольку взаимное расположение векторов не изменится, но позволит избежать путаницы со знаками соответствующих проекций.

Координаты векторов равны:

$$\vec{k}' = \begin{pmatrix} \cos \varphi_k \sin \theta_k \\ \sin \varphi_k \sin \theta_k \\ \cos \theta_k \end{pmatrix}, \quad \vec{n} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_n \sin \theta_n \\ \sin \varphi_n \sin \theta_n \\ \cos \theta_n \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \vec{z} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

где

$$\varphi_n = \arctan\left(\frac{\eta_Y}{\eta_X}\right) \quad \text{и} \quad \theta_n = \arctan\left(\frac{\eta_X}{\cos \varphi_n}\right)$$

В данной постановке:

$$(\vec{k}' \cdot \vec{z}) = \cos \theta_k,$$

$$(\vec{z} \cdot \vec{n}) = \cos \theta_n,$$

$$(\vec{k}' \cdot \vec{n}) = \cos \theta_k \cos \theta_n (1 + \tan \theta_k \tan \theta_n (\cos \varphi_k \cos \varphi_n + \sin^2 \varphi_k \sin \varphi_n)) =$$

$$\cos \theta_k \cos \theta_n (1 + \tan \theta_k \tan \theta_n \cos(\varphi_n - \varphi_k)).$$

Тогда:

$$F(\vec{k}, \vec{n}) = \frac{(\vec{k}' \cdot \vec{n})}{(\vec{k}' \cdot \vec{z})(\vec{z} \cdot \vec{n})} = 1 + \tan \theta_k \tan \theta_n \cos(\varphi_n - \varphi_k) \quad (21)$$

Таким образом, в соответствии с (4), для определения величины отклика антенны на радиотепловое излучение facets, значения (19) должны быть умножены на функцию  $F(\vec{k}, \vec{n})$  для учета эффективной площади излучения facets (рис. 7).

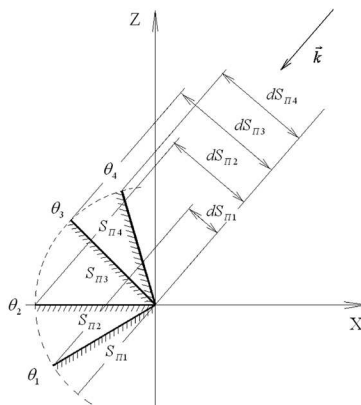


Рис. 7. К задаче изменения эффективной площади излучения facets

Следует отметить, что в некоторых случаях (при определенном сочетании векторов  $\vec{n}$  и  $\vec{k}$ ), функция  $F(\vec{k}, \vec{n})$  может принимать отрицательные значения. Подобная ситуация возникает в случае, если  $\theta_{\text{л}} > \pi/2$  и площадку оказывается «невидимой» из точки наблюдения. Этот эффект носит название «эффект самозатенения facets» и требует использования в расчетах специальной функции

$$W(\vec{k}, \vec{n}) = \begin{cases} 1 & \text{при } \theta_{\text{л}} \leq \pi/2 \\ 0 & \text{при } \theta_{\text{л}} > \pi/2 \end{cases} \quad (22)$$

#### Определение радиотеплового излучения совокупности плоских facets

В соответствии с (4), оценка радиояростной температуры участка неровной поверхности основано на представлении неровностей в виде сочетания плоских facets, определении интенсивности излучения каждого из них с последующим статистическим усреднением.

В данной постановке, для определения радиояростной температуры водной поверхности, необходимо рассмотреть бесконечное множество плоских facets, характеризующихся всеми возможными сочетаниями  $\eta_x$  и  $\eta_y$  ( $\eta_x \in (-\infty, +\infty)$ ,  $\eta_y \in (-\infty, +\infty)$ ).

Следует отметить, что в силу предположения о гауссовости распределения волновых аппликата (Давидан и др., 1978), вероятность появления на поверхности facets с уклонами  $\eta_x$  и  $\eta_y$  определяется соотношением:

$$P(\eta_x, \eta_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{\eta_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\eta_y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (23)$$

где  $\sigma_x^2$  и  $\sigma_y^2$  - дисперсии уклонов крупных волн вдоль и поперек направления распространения волнения.

С учетом сделанного замечания, отклик антенны на излучение неровной поверхности, представляющей из себя совокупность плоских facets, можно представить в виде:

$$T_{Я}^j(\theta_k, \varphi_k) \cong \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\eta_X, \eta_Y) F(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y) W(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y) T_{Я}^j(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y) d\eta_X d\eta_Y \quad (24)$$

$j = В, Г$  (в зависимости от выбранной поляризации)

где  $T_{Я}(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y)$  – интенсивность собственного радиотеплового излучения facets в направлении антенны, определяемая в соответствии с (19);  $W(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y)$  – функция самозатенения facets (определяемая в соответствии с (22));  $F(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y)$  – функция эффективной площади излучения facets (21) и  $P(\eta_X, \eta_Y)$  – функция распределения уклонов волновых аппликат (23).

Отличие итогового выражения (24) от (4) связано с заменой интеграла по всей излучающей поверхности интегралом по всем возможным сочетаниям  $\eta_X$  и  $\eta_Y$ . Кроме того, деление на  $S_Z$  в (4) эквивалентно нормировке произведения функций в (24):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\eta_X, \eta_Y) F(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y) W(\theta_k, \varphi_k; \eta_X, \eta_Y) d\eta_X d\eta_Y = 1 \quad (25)$$

В соответствии с (23), вероятность существования на поверхности площадки с уклонами, большими некоторого эффективного значения  $\eta_{\text{эфф}}$  стремится к нулю. Поэтому для большинства практических расчетов оказывается возможным сузить диапазон интегрирования с  $(-\infty, +\infty)$  до  $(-\eta_{\text{эфф}}, +\eta_{\text{эфф}})$  без потери точности расчетов. На основе выполненных модельных расчетов можно рекомендовать следующее значение  $\eta_{\text{эфф}}$ :

$$\eta_{\text{эфф}} = 5 \cdot \sigma_{\max},$$

где  $\sigma_{\max}$  – максимальное из двух значений  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ .

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №09-02-00780-а, №11-05-00493-а и №11-02-10007-к.

## Литература

1. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние радиоволн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
2. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 288 с.
3. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 308 с.
4. Разин В.А., Цейтлин Н.М. К вопросу об измерении радиоизлучения атмосферы и земли // Изв. вузов. Радиофизика, 1962, т.5, №1, с. 21.
5. Цейтлин Н.М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике. М.: Сов. радио, 1966. 213 с.
6. Liebe H., Hufford G., Takeshi M. A model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz // Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1991. V. 12. № 7. P. 659–675.

# Some features of calculating long-wave contribution in the increment of the sea surface emissivity

I.N. Sadovskiy<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Space Research Institute (IKI)  
117997, 84/32 Profsoyuznaya Str, Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *Vladimir State University (VSU)  
600026, 87 Gorky Street, Vladimir, Russia  
E-mail: Ilya\_Nik\_Sad@mail.ru*

In paper the main ratios used for calculating radio thermal radiation of sea surface in the presence of long wind-waves are considered. The type of the presented ratios allows to simplify understanding the main stages of the model's calculations: radiation of an elementary area; calculation of the radiometric receiver's response depending on orientation of receiving antenna; calculating of the rereflected radiation of atmosphere; changing of the effective area of radiation of elementary area; calculating of the slope's distribution function of a disturbed surface.

**Keywords:** radio thermal radiation, long wind-wave components, radiation of the elementary area, self-shading effect, function of the visible distribution.