

СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДНОЙ СРЕДЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ МНОГОКРАТНЫМ РАССЕЯНИЕМ С УЧЕТОМ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

Е. Г. Каблукова¹, С. М. Пригарин^{1,2}

¹ *Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, 630090, Новосибирск*

² *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск*

УДК 519.64, 519.245, 535.3

Методом Монте — Карло моделируется радиационный режим в системе «океан — атмосфера». Для описания взволнованной водной поверхности используется фацетная модель. Отражение и преломление излучения на поверхности раздела вода — воздух моделируются по формулам Френеля. В работе исследуются освещенность, потоки и угловые распределения излучения на различных уровнях и водной толще при различных отражающих свойствах подстилающей поверхности и силе волнения на море. Изучаются различные эффекты, которые могут возникать за счет многократного рассеяния излучения, отражения от подстилающей поверхности и полного отражения на границе раздела вода — воздух.

Ключевые слова: перенос излучения, облачность, морское волнение, статистическое моделирование

Введение

При решении целого ряда задач радиационной энергетики системы океан — атмосфера, а также проблем теории климата и метеорологии, актуальной является задача решения уравнения переноса со случайными граничными условиями в неоднородных средах. Сложность решения такого рода задач преодолевается применением методов статистического моделирования стохастической структуры ветрового волнения поверхности океана, гидрофизических характеристик и соответствующих процессов переноса солнечного излучения.

В настоящей работе путем численного решения уравнения переноса методами Монте — Карло изучаются особенности распространения солнечного излучения в водной среде, влияние облачного слоя (капельного и кристаллического), свойств подстилающей поверхности и скорости ветра на потоки излучения и угловые распределения интенсивности излучения в водной среде малой толщины. Достаточно часто при решении такого рода задач и задач лазерного зондирования для описания взволнованной водной поверхности применяется фацетная модель [1], [2], в которой граница раздела вода — воздух представляет собой случайную поверхность, составленную из набора элементарных площадок, центры которых лежат в одной плоскости, а нормали к ним распределены по гауссовскому закону при нулевой взаимной корреляцией в различных точках поверхности. Данная модель является достаточно простой и дает хорошее приближение. Определению зависимостей вероятностных характеристик уклонов морской поверхности от скорости ветра посвящено большое количество работ (см. например, [3]–[7]).

Данная работа является продолжением работы авторов [8], в которой изучалось влияние отражения солнечного излучения подстилающей поверхностью на радиационные поля в жидкокапельных облаках с детерминированной вертикальной стратификацией и различными микрофизическими характеристиками.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты N 15-01-00783, 16-01-00145) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН I.33П.

1 Постановка задачи и описание модели

Предполагается, что система «океан — атмосфера» освещается потоком фотонов единичной интенсивности в направлении ω_0 . Угол между вертикальной осью Oz и направлением на источник излучения $-\omega_0$ обозначен через θ_0 .

Методом Монте — Карло вычислялись угловые распределения интенсивности излучения $\Phi(z, \mu, \varphi)$, значения пространственной освещенности $\Phi_0(z) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \Phi(z, \mu, \varphi) d\mu d\varphi$, потоки излучения в верхнюю $\Phi_{up}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \Phi(z, \mu, \varphi) d\mu d\varphi$ и нижнюю полусферы $\Phi_{dn}(z) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 \Phi(z, \mu, \varphi) d\mu d\varphi$ на различных горизонтальных уровнях z . Здесь μ — косинус угла между осью Oz и направлением, противоположным к направлению излучения, φ — азимутальный угол. Система «океан — атмосфера» задана в рамках плоскопараллельной горизонтально-однородной модели с коэффициентом ослабления $\sigma_{ext}(z)$, альбедо однократного рассеяния кванта излучения $q(z)$ и нормированной индикатрисой рассеяния $g(z, \theta)$, где θ — угол рассеяния. Рассматривается монохроматическое излучение видимого диапазона.

Значительный объем оптических характеристик водоемов для длины волны излучения $\lambda = 0.52$ мкм, полученных экспериментальным путем в различных районах Земли, представлен в работах [9], [10]. В таблице 1 отражены значения коэффициентов ослабления σ_{ext} и альбедо однократного рассеяния q видимого излучения, а также места проведения измерений и номера индикатрис рассеяния из работ [9], [10], используемые в наших расчетах. Эти характеристики соответствуют экстремальным и средним значениям коэффициентов ослабления видимого излучения из рассмотренного массива данных. Рис.1 иллюстрирует поведение индикатрис рассеяния, номера линий на рисунках соответствуют номерам из первого столбца таблицы 1.

Таблица 1. Коэффициенты ослабления излучения σ_{ext} , альбедо однократного рассеяния q морской водой для $\lambda = 0.52$ мкм

| N | N в [9], [10] | место измерений | σ_{ext}, m^{-1} | q |
|---|---------------|------------------|------------------------|--------|
| 1 | 14 [9] | Средиземное море | 0.1151 | 0.8001 |
| 2 | 11 [10] | Черное море | 1.1052 | 0.8522 |
| 3 | 1 [9] | Южный океан | 0.5572 | 0.7356 |

Таблица 2. Дисперсии уклонов морской поверхности σ_x^2 и σ_y^2 для скорости ветра v

| $v, m/c$ | σ_x^2 | σ_y^2 |
|----------|--------------|--------------|
| 1 | 0.0044 | 0.0028 |
| 5 | 0.0156 | 0.0084 |
| 10 | 0.0293 | 0.0145 |

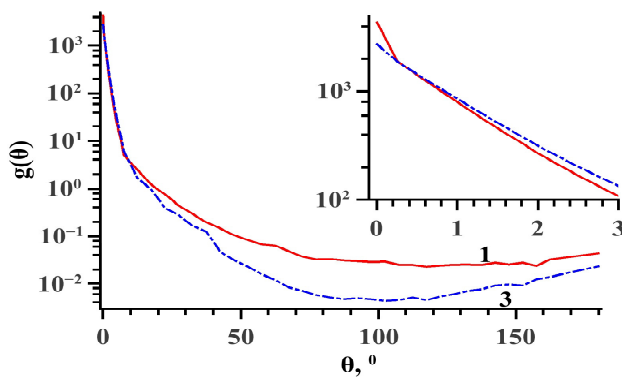


Рис. 1: Индикатрисы рассеяния видимого излучения морской водой

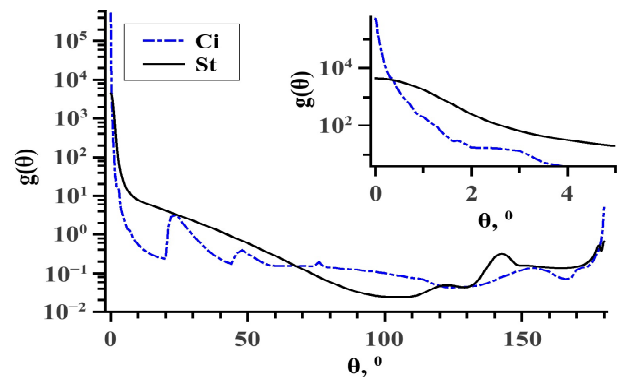


Рис. 2: Индикатрисы рассеяния излучения для $\lambda = 0.52$ мкм слоистым (St) и перистым (Ci) облаками

В качестве рассеивающей облачной среды используются модели полидисперсных жидкокапельных St и кристаллических Ci облаков из [11]. На рис. 2 представлено поведение индикатрис рассеяния для данных моделей облаков.

Для моделирования случайного поля, имитирующего морскую поверхность, используется факетная модель, в которой предполагается, что водная поверхность состоит из элементарных площадок (факетов), центры которых расположены на одном уровне $z = h$, а уклоны имеют заданную плотность распределения $p(z_x, z_y)$, где z_x и z_y — тангенсы углов между площадкой и осями Ox и Oy , соответственно. При этом счи-

тается, что распределение уклонов в двух различных точках не зависят друг от друга. Предполагается, что вероятностное распределение уклонов поверхности является гауссовским.

Существуют различные аппроксимации зависимостей вероятностных характеристик наклонов от скорости ветра. Одной из первых работ, посвященных измерению статистических характеристик уклонов морской поверхности, является работа Кокса и Манка [3]. В работах [4], [6] представлены результаты подобных измерений, полученных с помощью лазерного уклономера, в [5] — с помощью спутниковых изображений, [7] — с помощью СВЧ — радиометров. В наших расчетах используются значения дисперсии уклонов площадок взволнованной морской поверхности σ_x^2 и σ_y^2 вдоль и поперек направления ветра, вычислены согласно формулам из [7] (см. таблицу 2). Преломление и отражение излучения на границе вода — воздух моделировались по формулам Френеля. Предполагалось также, что подстилающая поверхность с вероятностью Q диффузно отражает падающее излучение по закону Ламберта.

2 Численный метод решения уравнения переноса

Известно, что интенсивность излучения Φ связана с плотностью столкновений $\phi(z, \omega)$ следующим соотношением $\phi(z, \omega) = \sigma_{ext} \Phi$. Плотность столкновения в приближении лучевой оптики можно описать стационарным интегральным уравнением переноса [12] со стохастическим ядром, определяющим плотность перехода марковской цепи случайных столкновений фотонов в дисперсной среде

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_X \frac{q(z')\sigma(z')\exp(-\tau(r', r))g(z', (\omega', \omega))}{2\pi|r' - r|^2} \delta\left(\omega - \frac{r - r'}{|r - r'|}\right) \phi(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + f(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} = (r, \omega) \in \mathbf{X} = R^3 \times \Omega.$$

Здесь $r = (x, y, z)$ — геометрические координаты положения фотона, Ω — единичная сфера направлений, ω' и ω — направления движения фотона до и после рассеяния, соответственно, $f(\mathbf{x}) = \sigma(z) \exp(-\tau(r_0, r)) \delta(\omega - \omega_0)$ — плотность распределения первых столкновений нерассеянных частиц непосредственно от источника, $\tau(r', r) = \int_0^{|r-r'|} \sigma(r' + s \frac{r-r'}{|r-r'|}) ds$, — оптическое расстояние между точками r, r' , δ — дельта-функция Дирака.

Для оценки интенсивности $\Phi(z_l, \omega)$ на горизонтальном уровне z_l в малом телесном угле $\omega \in d\omega$ необходимо вычислить среднее количество фотонов, пересекающих горизонтальный уровень z_l в направлениях $d\omega$. Для этого моделируется случайная цепь Маркова в фазовом пространстве \mathbf{X} в соответствии с некоторой начальной плотностью $p_1(\mathbf{x})$, переходной плотностью $p(\mathbf{x}', \mathbf{x})$ и со случайным номером обрыва N , и вычисляются величины:

$$\Phi(z_l, \omega) d\omega \approx \mathbf{E} \sum_{n=1}^N Q_n h_{z_l}(r_n, \omega_n), \quad h_{z_l}(r_n, \omega_n) = \begin{cases} 1, & z_{n-1} < z_l \leq z_n, \quad \omega_{n-1} \in d\omega \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$$

Весовые множители Q_n в соответствии с теорией методов Монте — Карло определяются выражениями

$$Q_1 = \frac{f(\mathbf{x})}{p_1(\mathbf{x})}, \quad Q_n = Q_{n-1} \frac{k(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n)}{p(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n)}.$$

При пересечении границы раздела «воздух - вода» свет может испытать зеркальное отражение, либо преломление. Интенсивности преломленного и отраженного света определяются формулами Френеля. При моделировании траекторий на границе раздела с вероятностью R разыгрывается отражение, с вероятностью $1 - R$ — преломление, где коэффициент R определяется по формуле [12]:

$$R = \frac{(A - B)^2(A^2B^2 + C^2)}{(A + B)^2(AB + C)^2},$$

здесь $A = \cos(\theta_{inc}) = -(\omega, s)$ косинус угла падения, s — нормаль к поверхности, внешняя относительно падающего луча, $B = (n_{21}^2 - 1 + A^2)^{1/2}$, n_{21} — относительный показатель преломления при переходе из одной среды в другую, $C = 1 - A^2$. Предполагается, что $n_{21}^2 - 1 + A^2 \geq 0$, иначе происходит полное отражение и $R = 1$.

3 Результаты численных экспериментов

Для того чтобы оценить влияние подстилающей поверхности на особенности радиационного режима в водной среде, численные эксперименты были проведены для небольшой толщины водного слоя $H_w = 5$ м и различных значений альбедо дна. Во всех представленных численных экспериментах испускаемое излучение направлено вертикально вниз $\theta_0 = 0$. На рис. 3 представлена пространственная освещенность $\Phi_0(z)$ на различных оптических глубинах водного слоя $\tau_w = \sigma_{ext}(z_w - z)$, (z_w и z — высоты границы раздела вода-воздух и рассматриваемого горизонтального уровня) для значений альбедо подстилающей поверхности $Q = 1, 0.5, 0$. Величины пространственной освещенности Φ_0 для случая безоблачной атмосферы обозначены сплошными линиями с символами. В случае, когда в атмосфере находится жидкокапельное облако с оптической толщиной $\tau_{St} = 5$, значения Φ_0 обозначены пунктирными линиями. Отдельные символы определяют пространственную освещенность в водной среде, при наличии атмосфере кристаллического облака с оптической толщиной $\tau_{Ci} = 0.5$. В данном примере оптические характеристики воды соответствуют модели 1 из таб. 1.

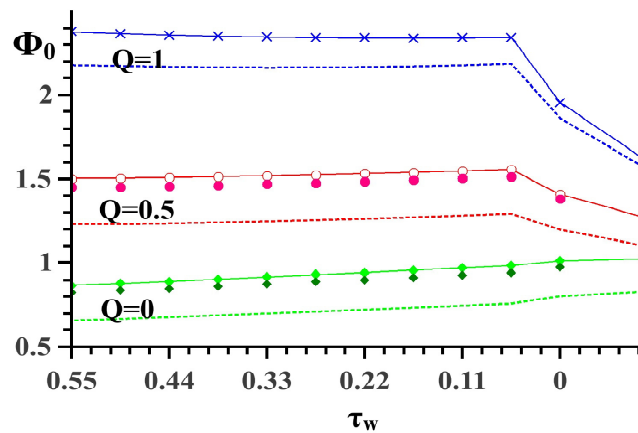


Рис. 3: Зависимость пространственной освещенности Φ_0 в водном слое от оптической глубины τ_w для различных значений альбедо подстилающей поверхности Q . Пояснения см. в тексте

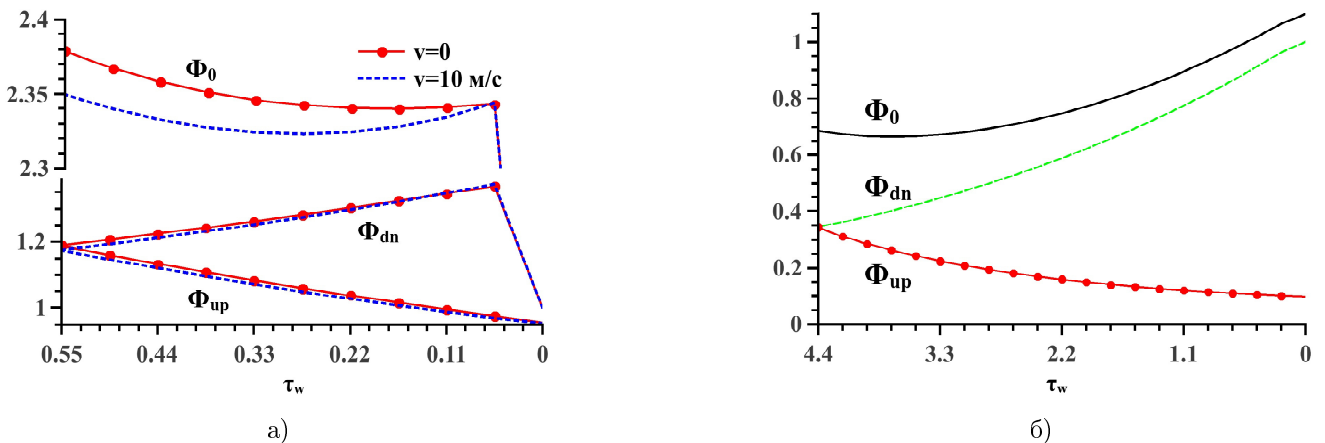


Рис. 4: Зависимость Φ_0 , потоков излучения в верхнюю Φ_{up} и нижнюю Φ_{dn} полусферы от τ_w для плоской границы раздела вода-воздух и случайной модели водной поверхности при скорости ветра $v = 10$ м/с, $Q = 1$, $\theta_0 = 0$. а) оптическая толщина водного слоя равна $\tau = 0.55$, б) $\tau = 4.4$.

Проведено сравнение поведения пространственной освещенности $\Phi_0(\tau_w)$ в случаях плоской водной поверхности и случайной взволнованной поверхности для различных скоростей ветра. На рис. 4а) представлена зависимость $\Phi_0(\tau_w)$ от оптической глубины для скорости ветра $v = 10$ м/с и плоской водной поверхности

(обозначено как $v = 0$) в случае полного отражения излучения от морского дна $Q = 1$, оптическая толщина водного слоя равна $\tau = 0.55$, вариант безоблачной атмосферы. Видно, что при приближении ко дну пространственная освещенность начиная с некоторой глубины возрастает. При увеличении дисперсий уклонов водной поверхности значения $\Phi_0(\tau_w)$ у дна меньше, чем для гладкой поверхности воды на несколько процентов. Для больших оптических толщин водного слоя ($\tau_w = 4.4$) поведение пространственной освещенности на различных глубинах $\Phi_0(\tau_w)$, а также потоков излучения вверх $\Phi_{up}(\tau_w)$ и вниз $\Phi_{dn}(\tau_w)$ приведены на рис. 46 (случай $Q = 1$). В данном примере зависимость пространственной освещенности от скорости ветра практически отсутствует.

От скорости ветра существенно зависят угловые распределения интенсивности излучения. На рис. 5 изображены зависимости интенсивности излучения от косинуса зенитного угла μ : $\Phi(z, \mu) = \int_0^{2\pi} \Phi(z, \mu, \varphi) d\varphi$, нормированные на 1, на различных оптических глубинах τ_w для моделей морского волнения при скорости ветра v (в м/с) и альбедо подстилающей поверхности $Q = 1$ (а), $Q = 0.5$ (б), $Q = 0$ (в). Как и на предыдущем рисунке, $v = 0$ соответствует плоской водной поверхности. В угловых распределениях учитывалось излучение, испытавшее хотя бы одно рассеяние или отражение от границы. Как видно из графиков, угловые распределения интенсивности излучения имеют локальные максимумы, соответствующие углу полного отражения на границе раздела вода — воздух. С ростом скорости ветра и с увеличением оптической глубины эти локальные максимумы сглаживаются.

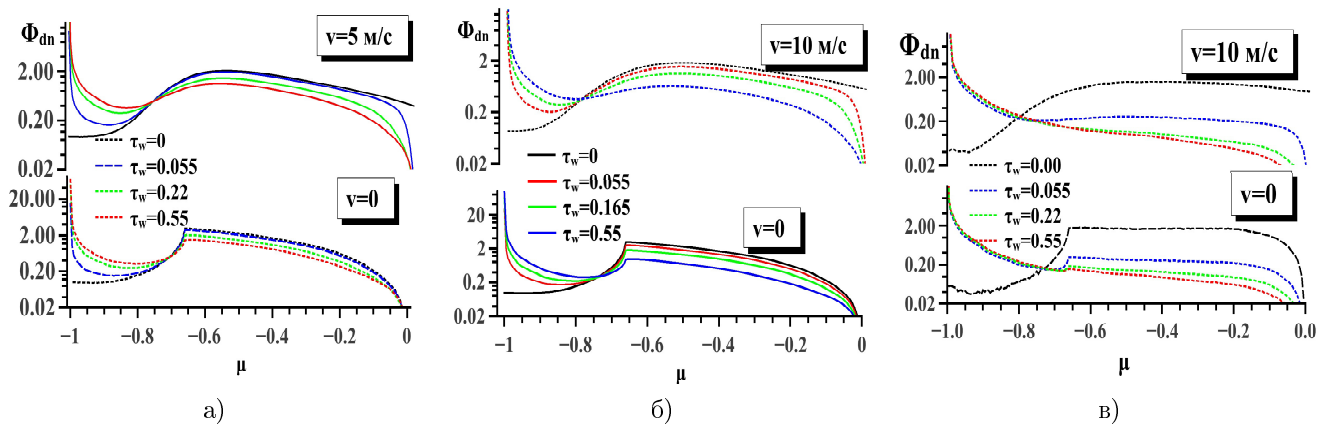


Рис. 5: Зависимость углового распределения интенсивности излучения в нижнюю полусферу от косинуса зенитного угла μ для различных оптических глубин τ_w и скорости ветра v а) $Q = 1$, б) $Q = 0.5$ в) $Q = 0$

Наличие облаков над водной поверхностью слабо влияет на поведение угловых распределений интенсивности излучения в верхнюю полусферу $\Phi_{up}(z, \mu)$ внутри водного слоя. На эти распределения основной эффект оказывают свойства подстилающей поверхности. На рис. 6 представлены распределения интенсивности $\Phi_{up}(z, \mu)$ в отсутствие морского волнения и при скорости ветра 10 м/с. Рис. 6а иллюстрирует особенности $\Phi_{up}(z, \mu)$ для безоблачной атмосферы, когда альбедо подстилающей поверхности $Q = 0.5$. Поведение плотности угловых распределений в верхнюю полусферу непосредственно под поверхностью воды и у дна изображены штриховыми и штрих-пунктирными линиями. Аналогично ведут себя эти распределения и для облачной атмосферы для альбедо подстилающей поверхности $Q > 0.1$. Видно, что функция $\Phi_{up}(z, \mu)$ над поверхностью воды имеет дельта-образный максимум в точке $\mu = 1$, который сглаживается при увеличении балла волнения водной поверхности. На рис. 6б изображено поведение углового распределения $\Phi_{up}(z, \mu)$, уходящего от поверхности воды, в случае, когда в атмосфере находится слой жидкокапельного облака с оптической толщиной $\tau_{st} = 5$ для различных Q . Видно что, для плоской границы раздела двух сред, как и для безоблачной атмосферы, существует пик интенсивности уходящего вверх излучения в точке $\mu = 1$. Чем меньше альбедо подстилающей поверхности и чем больше тангенсы уклонов волн на водной поверхности, тем большая часть излучения распространяется в направлениях близких к $\mu = 0$. На рис. 6в представлена зависимость $\Phi_{up}(z, \mu)$ от μ , в случае, когда над водным слоем расположен слой кристаллического облака с оптической толщиной $\tau_{ci} = 0.5$. При значительном поглощении излучения на дне водоема в случае плоской границы раздела вода-воздух функция $\Phi_{up}(z, \mu)$ над поверхностью воды имеет несколько локальных максимумов, соответствующих зеркальному отражению от поверхности. Даже при минимальном волнении $v = 1$ м/с все локальные максимумы сглаживаются.

Присутствие облачного слоя малой оптической толщины оказывает значительный эффект на угловые

распределения интенсивности излучения в нижнюю полусферу в водном слое. На рис. 7 представлены плотности угловых распределений интенсивности излучения в нижнюю полуплоскость $\Phi_{dn}(z, \mu)$, зависящие от косинуса зенитного угла μ для различных значений альбедо подстилающей поверхности: на рисунке 7а — при наличии жидкокапельного облака с $\tau_{st} = 5$ в атмосфере, на рисунке 7б — при наличии кристаллического облака с $\tau_{ci} = 0.5$. Для $Q > 0$ поведение $\Phi_{dn}(z, \mu)$ слабо меняется при перемещении от поверхности воды к основанию водоема. Для $Q = 0$ и облачной атмосферы наблюдается резкое уменьшение интенсивности излучения для $\mu > -0.65$. Видно, что с увеличением скорости ветра сглаживаются все пики в угловых распределениях интенсивности излучения под поверхностью воды.

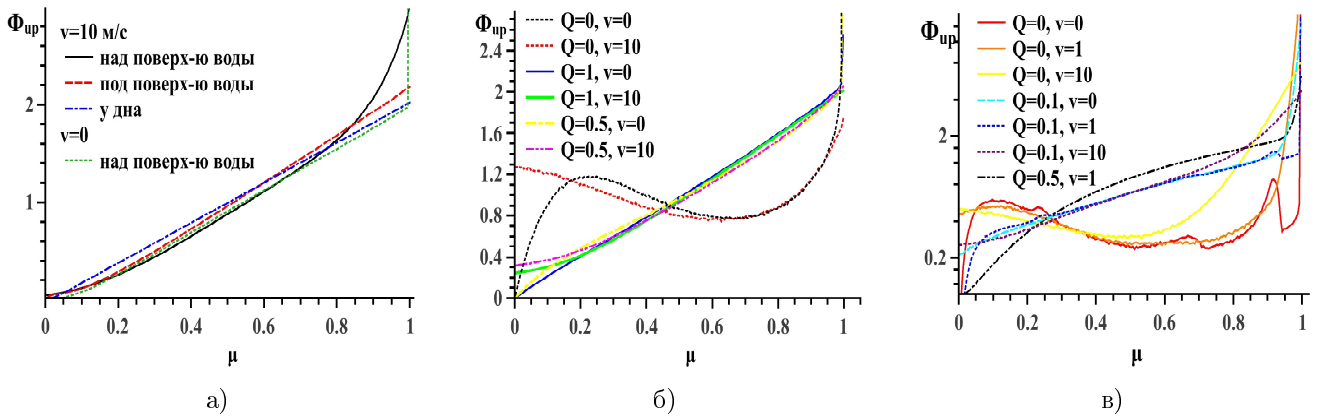


Рис. 6: а) Зависимость от косинуса зенитного угла μ величины $\Phi_{up}(z, \mu)$ для плоской ($v = 0$) и случайной границы раздела вода-воздух при скорости ветра v для безоблачной атмосферы (а), значения $\Phi_{up}(z, \mu)$ над границей раздела вода — воздух для облачной атмосферы: с облаком St (б), и облаком Ci (в)

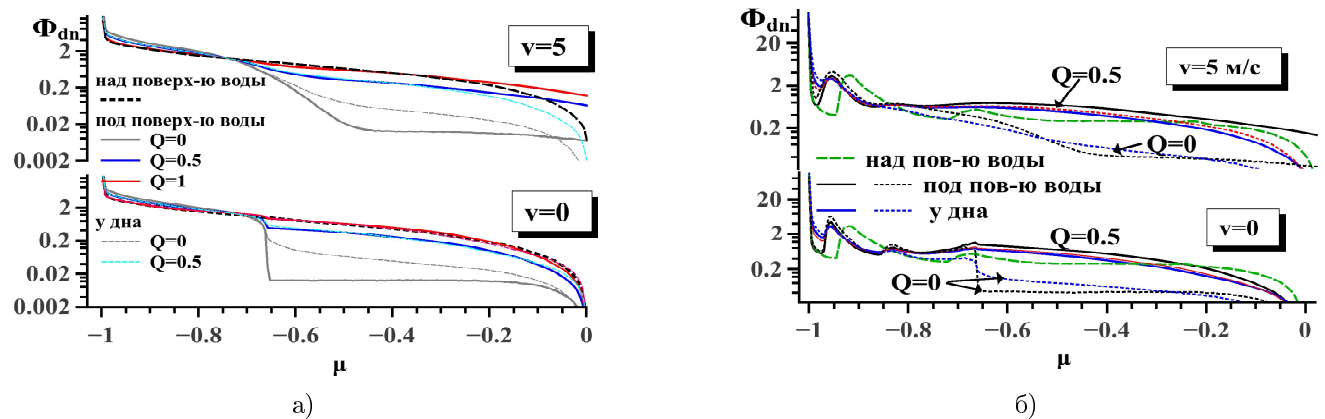


Рис. 7: Зависимость углового распределения интенсивности излучения $\Phi_{dn}(z, \mu)$ в нижнюю полусферу от косинуса зенитного угла μ над и под поверхностью воды при наличии в атмосфере жидкокапельного облака (а), и кристаллического облака (б)

Заключение

С помощью численного моделирования методом Монте—Карло исследованы особенности радиационного режима водного слоя малой оптической толщины для различных состояний атмосферы: безоблачной атмосферы, в присутствии жидкокапельного и кристаллического облачного слоя, для различных баллов волнения водной поверхности.

Представлено поведение пространственной освещенности в зависимости от глубины погружения в водоеме для различных значений альбедо дна водоема. Показано, что для альбедо подстилающей поверхности,

близкого к 1, пространственная освещенность имеет локальный максимум у дна, если к тому же оптическая толщина водоема мала ($\tau_w = 0.5$), то пространственная освещенность максимальна у дна водоема.

Рассчитаны угловые распределения интенсивности излучения над и под поверхностью воды. Показано, что для гладкой границы раздела вода — воздух ярко выражены локальные максимумы плотности распределения интенсивности излучения у поверхности воды, соответствующие углу полного отражения. При отсутствии отражения излучения от подстилающей поверхности, данные локальные максимумы исчезают при приближении к основанию водоема. Для альбедо подстилающей поверхности $Q \geq 0.5$ и небольших оптических толщин водоема рассматриваемые локальные максимумы наблюдаются и в нижних слоях водоема. Увеличение скорости ветра в модели ветрового волнения водной поверхности приводит к сглаживанию рассматриваемых локальных максимумов углового распределения излучения на всех уровнях под поверхностью воды.

Изучено влияние жидкокапельных и кристаллических облаков на угловые распределения интенсивности излучения. Отмечено, что за счет перераспределения направления излучения облаками и особенностей отражения и преломления излучения на водной границе появляются локальные максимумы в распределении интенсивности излучения. Показано, что увеличение значений дисперсий наклонов поверхностей волн приводит к сглаживанию угловых распределений интенсивности излучения.

Список литературы

- [1] Каргин Б.А., Креков Г.М., Крекова М.М. Влияние взволнованной водной поверхности на характеристики лидарного сигнала. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 03. С. 292–299.
- [2] Рахимгулов, К. Б. Статистическое моделирование поля оптического излучения в системе «океан-атмосфера» // дис. на соиск. уч. степени к. ф.-м. н., Новосибирск, 1993.
- [3] Cox C., Munk W. Measurement of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter // Journal of the optical society of America, 1954, V. 44, N 11.
- [4] Hughes B.A., Grant H.L., Chappell R.W.A. A fast response surface - wave slope meter and measured wind-wave components // Deep-Sea Res.— 1977.— v.24, N 12.— P.1211–1223.
- [5] Breon F.M., Henriot N. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions // J. Geoph. Res.— 2006.— v.111, C06005. doi:10.1029/2005JC003343.
- [6] Христофоров Г.И., Запечалов А.С., Бабий М.В. Статистические характеристики уклонов морской поверхности при разных скоростях ветра // Океанология. — 1992. т. 32 вып. 3 — с. 452–459.
- [7] Данилычев М.В., Кутуза Б.Г., Николаев А.Г. Развитие радиационной модели взволнованной морской поверхности на основе данных эксперимента по измерению рассеянного СВЧ радиоизлучения Солнца // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса, 2006. В.3 Т.2.
- [8] E. G. Kablukova, S. M. Prigarin Monte Carlo simulation of specific features of radiation regime in clouds caused by underlying surface // Proc. SPIE 10035, 22nd International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 100351N (November 29, 2016); doi: 10.1117/12.2248976.
- [9] Mankovsky V.I., Haltrin V.I. Light Scattering Phase Functions Measured in Waters of Mediterranean Sea // OCEANS 2002 MTS-IEEE Proceedings, vol.4, IEEE N 02CH37362C.
- [10] Mankovsky V.I., Haltrin V. I., Phase Functions of Light Scattering Measured in Waters of World Ocean and Lake Baykal // 2002 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium and the 24th Canadian Symposium on Remote Sensing Proceedings, 2002, Canada, Library of Congress Number: 2002 105858, Paper I2E09 1759.
- [11] Hess M., Koepke P., Schult I. Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC // Bulletin of the American Meteorological Society, 1998, Vol. 79, No. 5.
- [12] Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. Метод Монте — Карло в атмосферной оптике // М.: Наука, 1976.

*Каблукова Евгения Геннадьевна — к.ф.-м.н., науч.сотр. Института
вычислительной математики и математической геофизики СО РАН;
e-mail: kablukovae@sscc.ru;*

*Сергей Михайлович Пригарин — д.ф.-м.н., вед. науч. сотр. Института
вычислительной математики и математической геофизики СО РАН;
Новосибирский государственный университет;
e-mail: smr@osmf.sccc.ru.*

Дата поступления — 30 мая 2017 г.