

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 551.521

Г.А. Титов, Е.И. Касьянов

Радиационные свойства неоднородных слоисто-кучевых облаков со стохастической геометрией верхней границы

Изучаются радиационные свойства (альbedo, пропускание, поглощение и горизонтальный перенос) стохастических слоисто-кучевых облаков. Пространственное распределение водности моделировалось как случайный процесс с одномерным логнормальным распределением и степенным спектром (неоднородная внутренняя структура). Стохастическая геометрия верхней границы моделировалась как случайный гауссовский процесс с экспоненциальной корреляционной функцией.

Показано, что стохастическая геометрия и неоднородная внутренняя структура оказывают примерно одинаковое влияние на среднее и дисперсию альbedo и пропускания. Вклад стохастической геометрии в дисперсию горизонтального переноса является доминирующим. Флуктуации высоты верхней границы примерно на порядок ухудшают точность восстановления поглощения в облаках. Если использовать одновременные измерения потоков в видимой и ближней ИК-области спектра, то можно исследовать мелкомасштабные (~ 0,4 км) вариации поглощения.

1. Введение

Для улучшения радиационных блоков моделей климата и методов интерпретации данных дистанционного зондирования принципиально важное значение имеет адекватное описание взаимодействия радиации с облаками и, в частности, со слоисто-кучевыми (Sc) облаками. Несмотря на существенный прогресс в трехмерной теории переноса излучения, до сих пор нет ясного представления о роли стохастической геометрии верхней границы и неоднородной внутренней структуры в формировании радиационных свойств Sc.

На основе экспериментальных данных установлено, что горизонтальное распределение водозапаза (оптической толщины) морских Sc у южного побережья Калифорнии хорошо аппроксимируется двумерным случайным полем с логнормальным распределением и степенным спектром [1]. Для описания наблюдаемого распределения оптической толщины были разработаны каскадная [2] и спектральная [3] облачные модели. С помощью модели [2], генерируемой мультипликативными каскадными процессами, исследована чувствительность среднего альbedo слоисто-кучевых облаков к горизонтальным флуктуациям водности [4–6]. Показано, что для наиболее типичных значений среднего $\langle \tau \rangle$ и дисперсии оптической толщины среднее альbedo слоя с неоднородной внутренней структурой может быть меньше альbedo однородного слоя, имеющего оптическую толщину, равную $\langle \tau \rangle$, примерно на 15 %. Модель [3], основанная на спектральных методах моделирования случайных процессов (полей), была использована для изучения влияния горизонтальных флуктуаций водности Sc на горизонтальный перенос [7, 9] и поглощение солнечной радиации [8, 9]. Показано, что горизонтальный перенос, сравнимый по порядку величины с альbedo, пропусканием и поглощением, может оказывать значительное влияние на точность определения облачного поглощения [8, 9]. Существенным недостатком рассмотренных выше моделей, адекватно описывающих горизонтальную изменчивость оптической толщины, является использование простейшей геометрии облаков в виде плоскопараллельного слоя.

Реальные облака имеют нерегулярную верхнюю границу, а следовательно, облачная модель должна учитывать флуктуации верхней границы. Модель слоистой облачности со стохастической поверхностью [10] была использована для изучения влияния дисперсии и радиуса корреляции высоты верхней границы на среднее альbedo и пропускание. Стохастическая геометрия слоистых облаков моделировалась на основе однородного гауссовского поля. Установлено, что различия между средними потоками, рассчитанными для облачного слоя со случайной верхней границей, и аналогичными радиационными характеристиками плоскопараллельного слоя могут достигать 25 %. Недостатком данной модели является учет неоднородной внутренней структуры облаков.

В реальных слоисто-кучевых облаках флуктуации водности и высоты верхней границы происходят *одновременно*. Модель облаков, позволяющая учитывать *совместное* влияние стохастической геометрии верхней границы и горизонтальных вариаций водности, разработана в [11]. С помощью указанной модели проведено изучение среднего, дисперсии, плотности вероятности и спектральной плотности альбедо и пропускания слоисто-кучевых облаков [11]. В частности, показано, что не только для альбедо, но и для пропускания может наблюдаться «излом» спектра на высоких пространственных частотах.

В данной статье представлен сравнительный анализ влияния флуктуаций водности и высоты верхней границы слоисто-кучевых облаков на среднее и дисперсию альбедо, пропускания, поглощения и горизонтального переноса, а также на точность восстановления поглощения в облаках.

Статья состоит из четырех разделов. Модели облаков и метод решения приведены во 2-м разделе. Чувствительность среднего и дисперсии радиационных характеристик слоисто-кучевых облаков к неоднородной внутренней структуре и стохастической геометрии верхней границы обсуждается в 3-м разделе; 4-й раздел посвящен анализу влияния флуктуаций высоты верхней границы на точность восстановления поглощения облаками. В заключении сформулированы основные результаты.

2. Модели облаков и метод решения

В дальнейшем будут использованы следующие модели облаков.

1. Плоскопараллельный слой со случайным горизонтальным распределением оптической толщины будем называть *WP*-моделью. Флуктуации оптической толщины τ_{WP} имеют одномерное логнормальное распределение и степенной спектр $f(k) \sim k^{-5/3}$ [1]. С целью уменьшения затрат компьютерного времени рассмотрим одномерную модель, т.е. будем считать, что τ_{WP} является случайным процессом, а значения τ_{WP} зависят только от одной горизонтальной координаты x . Отметим, что алгоритм моделирования оптической толщины достаточно подробно рассмотрен в работах [3, 7, 9, 11]. *Непрерывная* реализация $\tau_{WP}(x)$ разбивалась на $N = 2^{12}$ пикселей с одинаковыми горизонтальными размерами $\Delta x = 0,05$ км. Оптическая толщина каждого пикселя $\tau_{WP}(x_i)$ определялась как значение случайного процесса в точке $x_i = i \Delta x$, а коэффициент ослабления вычислялся по формуле $\sigma(x_i) = \tau_{WP}(x_i) / \Delta H$, $i = 1, \dots, N$, где ΔH – геометрическая толщина облачного слоя. При моделировании $\tau_{WP}(x)$ используются значения среднего $\langle \tau_{WP}(x) \rangle$ и дисперсии $D_{\tau_{WP}}$, типичные для Sc.

2. Модель, учитывающую одновременные флуктуации высоты верхней границы и коэффициента ослабления (водности), будем называть *GWP*-моделью. Поскольку между микрофизическими и геометрическими характеристиками статистическая взаимосвязь экспериментально не обнаружена, то будем полагать, что высота верхней границы и коэффициент ослабления являются *независимыми* случайными полями. Анализ данных лазерного зондирования слоистых облаков показал, что их верхнюю границу можно в первом приближении аппроксимировать однородным изотропным гауссовским полем с экспоненциальной корреляционной функцией (радиус корреляции ~ 3 км) [11]. Отметим, что в [10] была использована простейшая корреляционная функция изотропного поля в виде функции Бесселя первого рода. Для *GWP*-модели, так же как и для рассмотренной выше *WP*-модели, будем рассматривать только одномерный случай, т.е. высота верхней границы $H(x)$, коэффициент ослабления $\sigma(x)$ и оптическая толщина $\tau_{GWP}(x)$ являются случайными процессами. Алгоритм вычисления $\tau_{GWP}(x_i)$, $i = 1, \dots, N$ состоял в следующем. Для каждого пикселя с коэффициентом ослабления $\sigma(x_i)$, полученным для *WP*-модели, дополнительно определялась высота верхней границы как значение непрерывной реализации случайного процесса $H(x)$ в точке $x_i = i \Delta x$, $i = 1, \dots, N$. Моделирование случайного процесса $H(x)$ выполнялось для одномерного гауссовского распределения при среднем значении $\langle H(x) \rangle = \Delta H$ и экспоненциальной корреляционной функции с радиусом корреляции, равным 2,75 км. Для того чтобы оценить *максимально* возможное влияние стохастической верхней границы на радиационные характеристики слоисто-кучевых облаков, полностью покрывающих небосвод и не имеющих просветов, все расчеты выполнены для дисперсии $H(x)$, равной $D_H = (\Delta H/3)^2$. Оптическая толщина пикселя в *GWP*-модели определялась по формуле $\tau_{GWP}(x_i) = \sigma(x_i) \times H(x_i)$, $i = 1, \dots, N$. Из-за независимости случайных процессов $\sigma(x)$ и $H(x)$ среднее значение $\langle \tau_{GWP}(x) \rangle = \langle \tau_{WP}(x) \rangle$.

3. Плоскопараллельный и горизонтально однородный слой будем называть *PP*-моделью. Обозначим через H_{PP} и τ_{PP} геометрическую и оптическую толщину этого слоя соответственно. Для сравнения радиационных свойств различных моделей будем полагать, что $H_{PP} = \Delta H$ и $\tau_{PP} = \langle \tau_{WP}(x) \rangle = \langle \tau_{GWP}(x) \rangle$. Отметим, что *PP*-модель широко используется в моделях общей циркуляции атмосферы, а также при интерпретации данных натурных измерений.

Для морских слоисто-кучевых облаков, формирующихся у южного побережья Калифорнии, геометрическая толщина ΔH порядка 0,3 км, наиболее характерные пределы изменения среднего значения оптической толщины $\langle \tau \rangle$ составляют $10 \div 15$, а дисперсия $D_\tau \sim \langle \tau \rangle^2 / 4$ (см., например, [1, 4]), поэтому при моделировании $\tau_{WP}(x)$ и $\tau_{GWP}(x)$ были использованы следующие значения: $\Delta H = 0,3$ км, $\langle \tau_{WP}(x) \rangle = 13$ и $D_{\tau_{WP}} = 29$. Построенным реализациям $\tau_{WP}(x_i)$ и $\tau_{GWP}(x_i)$, $i = 1, \dots, N$, соответствуют выборочные средние $\langle \tau_{WP} \rangle = \langle \tau_{GWP} \rangle = 11,5$ и дисперсии $D_{\tau_{WP}} = 22,4$, $D_{\tau_{GWP}} = 40,6$. Среднее, минимальное и максимальное (H_{\max}) значения реализации $H(x_i)$, $i = 1, \dots, N$, составляют 0,3; 0,07 и 0,57 км соответственно. Во время измерения оптических, микрофизических и радиационных характеристик морских Sc зенитный угол Солнца ξ_\odot был примерно равен $50 \div 60^\circ$, поэтому расчеты лучистых потоков приведены для $\xi_\odot = 60^\circ$. Поскольку при $\xi_\odot \leq 60^\circ$ альбедо поверхности океана A_S меньше 0,1 [12], то влияние подстилающей поверхности на радиационные характеристики морских Sc не рассматривалось, т.е. предполагалось, что $A_S = 0$. Радиационные свойства каждого пикселя рассчитывались с помощью метода Монте-Карло и периодических граничных условий. Для повышения эффективности алгоритмов была использована одна из модификаций метода Монте-Карло: метод «максимального сечения» [13]. Пропускание вычислялось на уровне нижней границы облаков (плоскость $z = 0$), а альбедо на уровне верхней границы (плоскость $z = H_{PP}$) в *PP*- и *WP*-моделях и уровне максимальной высоты верхней границы (плоскость $z = H_{\max}$) в *GWP*-модели. Индикатриса рассеяния соответствовала облаку C1 и длине волны 0,69 мкм [14]. Расчеты выполнены для двух значений альбедо однократного рассеяния капель воды $\omega_0 = 1$ и 0,99. В «фоновых» условиях оптическая толщина атмосферного аэрозоля равна примерно 0,1 и значительно меньше средней оптической толщины слоисто-кучевых облаков, поэтому при вычислении радиационных свойств облаков влияние атмосферного аэрозоля не учитывалось. Средняя относительная ошибка вычислений лучистых потоков составляла ~1%.

Для обозначения среднего и дисперсии альбедо R , пропускания T , поглощения A и горизонтального переноса E условимся использовать угловые скобки $\langle \cdot \rangle$ и символ D соответственно. Нижний индекс будет обозначать облачную модель. Например, $\langle E_{GWP} \rangle$ и $D_{E_{GWP}}$ имеют смысл среднего и дисперсии горизонтального переноса в *GWP*-модели.

3. Радиационные характеристики слоисто-кучевых облаков

Прежде чем перейти к обсуждению результатов, напомним, что достаточно подробный анализ зависимости альбедо, пропускания, поглощения и горизонтального переноса от неоднородной внутренней структуры Sc (*WP*-модель) проведен в [7, 9]. В частности, показано, что горизонтальный перенос, равный нулю в *PP*-модели, является причиной нарушения однозначной зависимости между оптическими и радиационными свойствами данного пикселя.

На рис. 1 приведены реализации оптической толщины, альбедо, пропускания и горизонтального переноса, соответствующие *WP*- и *GWP*-моделям. Видно, что стохастическая геометрия приводит к значительному увеличению амплитуды флуктуаций оптической толщины и радиационных характеристик. Большие значения горизонтального переноса $|E_{GWP}|$ являются причиной того, что может иметь место неравенство $R_{GWP} > 1$ (см. рис. 1). Значения пропускания, превышающие единицу, были получены в натурных измерениях [15] и теоретических расчетах [16].

Оценим чувствительность средних значений альбедо, пропускания и поглощения к стохастической геометрии верхней границы и неоднородной внутренней структуре Sc. В качестве меры воздействия этих двух факторов на среднее введем две разности:

$$\Delta F_{WP} = F_{PP} - \langle F_{WP} \rangle, \quad \Delta F_{GWP} = F_{PP} - \langle F_{GWP} \rangle, \quad (1)$$

где F обозначает радиационные характеристики R , T , A и E . Разности ΔF_{WP} и ΔF_{GWP} являются отклонениями $\langle F_{WP} \rangle$ и $\langle F_{GWP} \rangle$ от F_{PP} , обусловленными *только* неоднородной внутренней

структурой и *совместными* флуктуациями водности и высоты верхней границы соответственно.

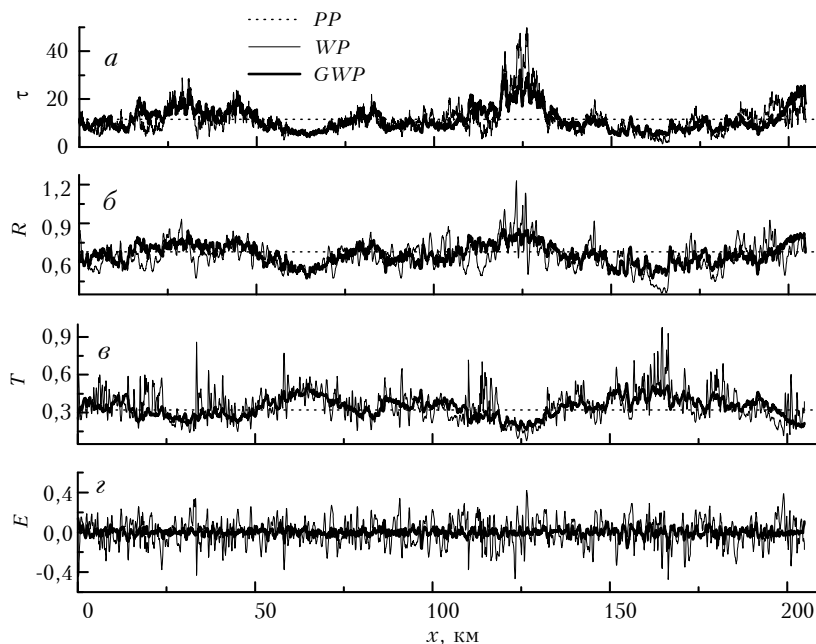


Рис. 1. Численные реализации оптической толщины τ (а), альbedo R (б), пропускания T (в) и горизонтального переноса $E(z)$ при $\omega_0 = 1$, $\xi_{\square} = 60^\circ$ и $A_S = 0$ (океан)

Значение ΔR_{GWP} приблизительно в два раза больше ΔR_{WP} как в случае консервативного рассеяния (рис. 2,а), так и при наличии поглощения облачными каплями (рис. 2,б). Следовательно, можно сделать вывод о том, что воздействие неоднородной внутренней структуры и стохастической геометрии на среднее альbedo *соизмеримо*. Этот вывод остается справедливым и для пропускания. Стохастическая геометрия верхней границы *слабо* влияет на среднее поглощение Sc (см. рис. 2,б). При фиксированном значении вероятности выживания кванта ω_0 среднее поглощение возрастает как с увеличением количества лучистой энергии, поступающей на верхнюю и нижнюю границы облачного слоя, так и с ростом средней кратности рассеяния. В силу сделанных выше предположений солнечное излучение приходит только на верхнюю границу облаков. Следовательно, количество лучистой энергии, поступающей на облачный слой, одинаково для всех рассматриваемых облачных моделей. Из вышесказанного следует, что для *WP*- и *GWP*-моделей средняя кратность рассеяния примерно одинакова.

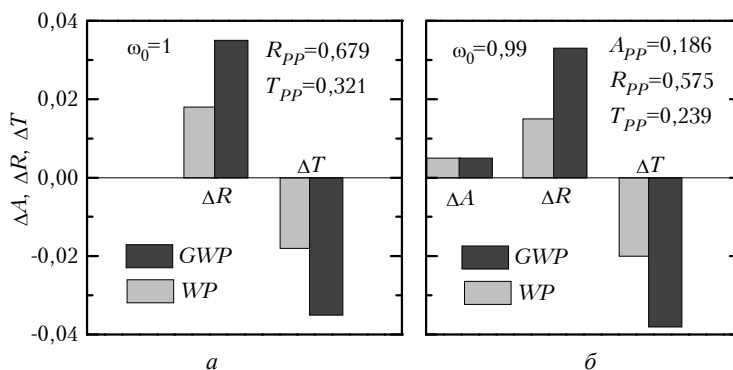


Рис. 2. Разности ΔR , ΔT , ΔA и ΔE , соответствующие двум облачным моделям, при $\omega_0 = 1$ (а), $\omega_0 = 0,99$ (б), $\xi_{\square} = 60^\circ$ и $A_S = 0$ (океан)

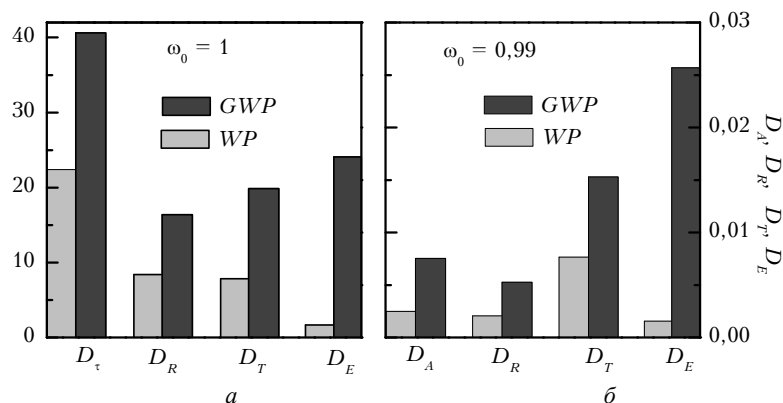


Рис. 3. Дисперсии оптической толщины D_τ (а), альbedo D_R (а, б), пропускания D_T (а, б), поглощения D_A (б) и горизонтального переноса D_E (а, б), соответствующие двум облачным моделям, при $\xi_\odot = 60^\circ$, $A_s = 0$ (океан) и $\omega_0 = 1$ (а), $\omega_0 = 0,99$ (б)

Дисперсии оптической толщины и радиационных характеристик, соответствующих *WP*- и *GWP*-моделям, сравниваются на рис. 3. Видно, что для этих моделей значения дисперсий τ , R , T и A отличаются примерно в два раза. Следовательно, вклад неоднородной внутренней структуры и стохастической геометрии в дисперсии D_τ , D_R , D_T и D_A *соизмерим*. Обратим внимание на интересный и очень важный результат: дисперсия E_{GWP} превышает дисперсию E_{WP} более чем на порядок. Это означает, что дисперсия горизонтального переноса определяется в основном стохастической геометрией.

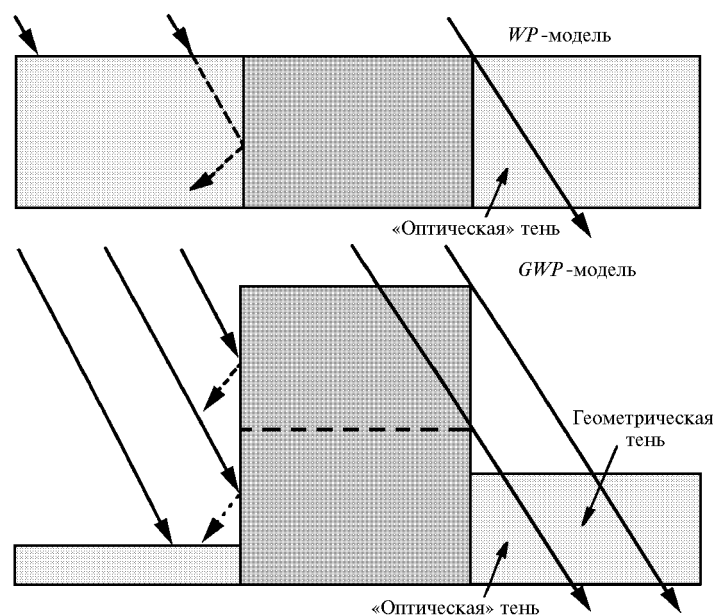


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая влияние стохастической геометрии верхней границы на горизонтальный перенос излучения

Прежде чем перейти к объяснению этого результата, напомним, как влияет неоднородная внутренняя структура на горизонтальный перенос в плоскопараллельном слое. Рассмотрим участок реализации, соответствующей *WP*-модели и состоящей из трех пикселей (рис. 4): 1-й и 3-й пиксели имеют одинаковую небольшую оптическую толщину (коэффициент ослабления), а 2-й, расположенный между ними, является оптически толстым. Высота всех трех пикселей одинакова и равна ΔH . Для определенности будем полагать, что перед 1-м и за 3-м пикселями расположены оптически тонкие участки реализации τ_{WP} . Оптически толстый 2-й пиксель экранирует от проходящего солнечного излучения расположенную за ним область, которую для удобства назовем «оптической» тенью. Экранирование приводит к тому, что количество лучистой энергии,

поступающей на левую боковую поверхность третьего пикселя, уменьшается. Из-за сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния и малой оптической толщины расположенной за ним области значительная часть радиации, приходящей на вершину третьего пикселя, уходит через его правую боковую поверхность. По указанным причинам 3-й пиксель будет терять лучистой энергии больше, чем получать ($E > 0$). Противоположная ситуация имеет место для 1-го пикселя, расположенного перед оптически толстым пикселем. Часть излучения, поступающая на 2-й пиксель, после многократного рассеяния «скатывается» в первую оптически тонкую ячейку. За счет этого дополнительного вклада первый пиксель будет получать лучистой энергии больше, чем терять ($E < 0$).

Рассмотрим эти же три пикселя, соответствующие *GWP*-модели. Из алгоритма построения этой модели следует, что значения коэффициента ослабления этих пикселей остались прежними, а изменилась только высота их верхней границы. Предположим, что геометрическая толщина 1-го и 3-го пикселей уменьшилась, а H 2-го пикселя возросла (см. рис. 4). Будем полагать, что перед 1-м и за 3-м пикселями также расположены оптически тонкие участки реализации τ_{GWP} . Излучение, поступающее на вершину и левую боковую поверхность второго пикселя, прежде чем достигнуть уровня $z = \Delta H$ ослабляется, поэтому уменьшается количество лучистой энергии, поступающей в область «оптической» тени. «Оптическая» тень становится более «темной» (первая причина). Далее, поскольку высота второго пикселя больше ΔH , то последний создает не только «оптическую», но и *геометрическую* тень (вторая причина). На уровне $z = \Delta H$ размер геометрической тени составляет $(H - \Delta H) \operatorname{tg}(\xi_{\odot})$. По указанным двум причинам при наличии нерегулярной геометрии верхней границы 3-й пиксель получает меньше радиации, а следовательно, для этого пикселя справедливо неравенство $E_{GWP} > E_{WP}$. Посмотрим, как влияет нерегулярная верхняя граница на горизонтальный перенос в первом пикселе. Его высота меньше высоты 2-го пикселя, поэтому на незатененную верхнюю часть последнего поступает *нерассеянное* излучение. Это является основной причиной того, что при наличии стохастической геометрии верхней границы левая боковая поверхность 2-го пикселя получает, а следовательно, и отражает лучистой энергии больше. Значительная часть этой энергии поступает в 1-й пиксель, и именно поэтому для него выполняется неравенство $|E_{GWP}| > |E_{WP}|$.

Стохастическая геометрия увеличивает амплитуду флуктуаций горизонтального переноса, а ее вклад в дисперсию D_E является доминирующим. Поскольку с ростом амплитуды колебаний $E(x)$ ухудшается связь между истинным и восстановленным облачным поглощением [7–9], то можно ожидать, что нерегулярная геометрия верхней границы облаков будет оказывать существенное влияние на точность восстановления поглощения слоисто-кучевыми облаками.

4. Горизонтальный перенос и поглощение в слоисто-кучевых облаках

Напомним суть проблемы определения поглощения в неоднородных облаках. Для простоты изложения предположим, что облака расположены над неотражающей подстилающей поверхностью ($A_S = 0$), а их оптические характеристики зависят только от одной горизонтальной координаты x . С учетом сделанных предположений закон сохранения лучистой энергии в неоднородных облаках имеет вид [7, 9]:

$$R(x) + T(x) + A(x) = 1 - E(x). \quad (2)$$

Уравнение (2) содержит 4 функции: альбедо $R(x)$, пропускание $T(x)$, поглощение $A(x)$ и горизонтальный перенос $E(x)$. Для того чтобы из этого уравнения найти поглощение $A(x)$, необходимо знать $R(x)$, $T(x)$ и $E(x)$. На практике обычно измеряются только альбедо и пропускание. В этом случае из уравнения (2) определить $A(x)$ невозможно. Вместо истинного поглощения $A(x)$ можно найти только восстановленное $A'(x)$:

$$A'(x) = A(x) + E(x) = 1 - R(x) - T(x). \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что если горизонтальный перенос по порядку величины соизмерим с $A(x)$, то восстановленное поглощение $A'(x)$ и истинное поглощение $A(x)$ будут сильно отличаться.

На рис. 5 представлена зависимость $A(x_i)$ от $A'(x_i)$, $i = 1, \dots, 4096$. Видно, что при наличии стохастической геометрии диапазон возможных изменений истинного поглощения увеличился более чем в два раза, а пределы изменения восстановленного поглощения $A'_{GWP}(x)$ по сравнению с $A'_{WP}(x)$ возросли более чем в три раза.

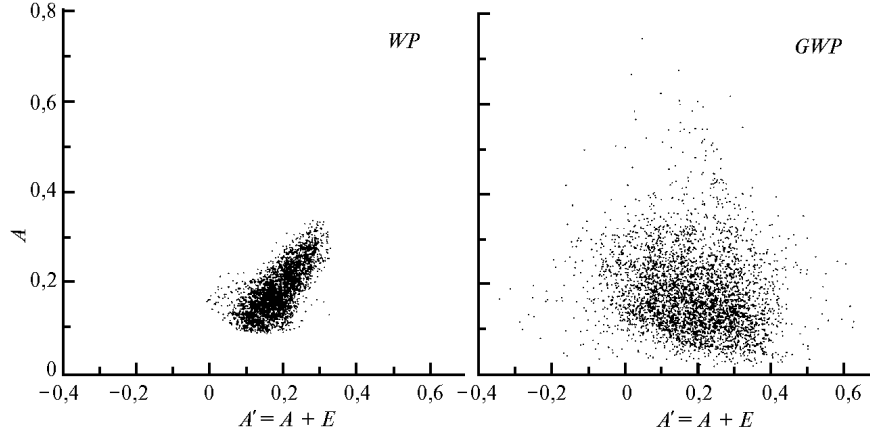


Рис. 5. Поглощение A как функция восстановленного поглощения $A' = A + E$ при $\xi_{\odot} = 60^\circ$, $A_S = 0$ (океан) и $\omega_0 = 0,99$

На основе двух подходов, предложенных в работах [7, 9], рассмотрим влияние флуктуаций высоты верхней границы на точность определения облачного поглощения. Первый подход состоит в *пространственном усреднении* радиационных характеристик по числу пикселей 2^{nx} , $nx = 0, \dots, 12$:

$$F_j(nx) = \frac{1}{2^{nx}} \sum_{i=k}^m F(x_i), \quad k = (j-1)2^{nx} + 1, \quad m = j2^{nx}, \quad j = 1, \dots, 2^{12-nx}, \quad (4)$$

где $F_j(nx)$ обозначает радиационные характеристики $R_j(nx)$, $T_j(nx)$, $A_j(nx)$ и $E_j(nx)$. Длина пространственного усреднения $l(nx) = 2^{nx} \Delta x$, а число непересекающихся участков (интервалов), на которые разбивается реализация длиной $L = \Delta x \cdot 2^{12}$, равно 2^{12-nx} . Если после усреднения по пространству (по числу пикселей 2^{nx}) величина $E_j(nx^*) \approx 0$ для некоторого значения nx^* , то по формуле (2) можно оценить истинное поглощения на j -м участке реализации. Отметим, что в работах [8, 9] значение $l(nx^*)$ определялось по формуле (5) только для *одного* значения $j = 1$ и $nx = 0, \dots, 12$.

Из однородности граничных условий и случайных процессов $\tau_{WP}(x)$ и $\tau_{GWP}(x)$ следует, что $E_{WP}(x)$ и $E_{GWP}(x)$ будут также однородными случайными процессами. Из теории однородных случайных процессов известно, что при достаточно большой длине усреднения $l(nx)$ дисперсия *выборочного* среднего $E(nx)$ приближенно равна $D_E \rho_E / l(nx)$ (см., например, [17, с. 258]), где D_E и ρ_E – дисперсия и радиус корреляции однородного горизонтального переноса соответственно. Следовательно, *выборочное* среднее $E(nx)$ близко к истинному среднему $\langle E(nx) \rangle = 0$ только в том случае, если интервал усреднения $l(nx) \gg D_E \rho_E$. Далее, радиус корреляции E равен примерно 0,25 км и слабо зависит от выбора облачной модели (рис. 6).

Дисперсия E_{GWP} примерно на порядок больше дисперсии E_{WP} , поэтому можно ожидать, что $l_{GWP}(nx^*)$ будет в несколько раз больше $l_{WP}(nx^*)$. Результаты расчетов подтверждают это предположение (рис. 7).

Неравенства $|E_{WP}(nx^*)| \leq 0,01$ и $|E_{GWP}(nx^*)| \leq 0,01$ выполняются при масштабе усреднения, приблизительно равном 6 и 30 км соответственно. Таким образом, для получения достоверной оценки поглощения солнечной радиации слоисто-кучевыми облаками, имеющими неоднородную внутреннюю структуру и стохастическую геометрию верхней границы, длина пространственного усреднения полных потоков, измеренных на верхней и нижней границах облачного слоя, должна составлять примерно 30 км. Флуктуации высоты верхней границы S_c ухудшают максимальное пространственное разрешение приблизительно в пять раз.

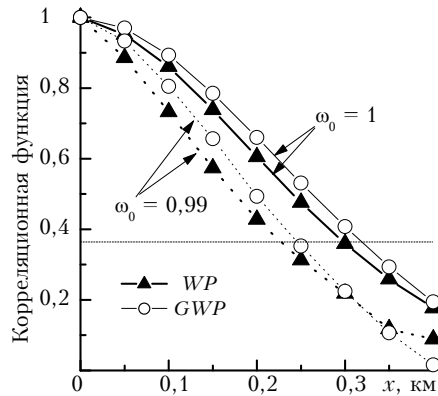


Рис. 6. Корреляционные функции горизонтального переноса, соответствующие двум облачным моделям, при $\xi_{\odot} = 60^\circ$, $A_S = 0$ (океан); штриховые линии – $\omega_0 = 0,99$, сплошные линии – $\omega_0 = 1$

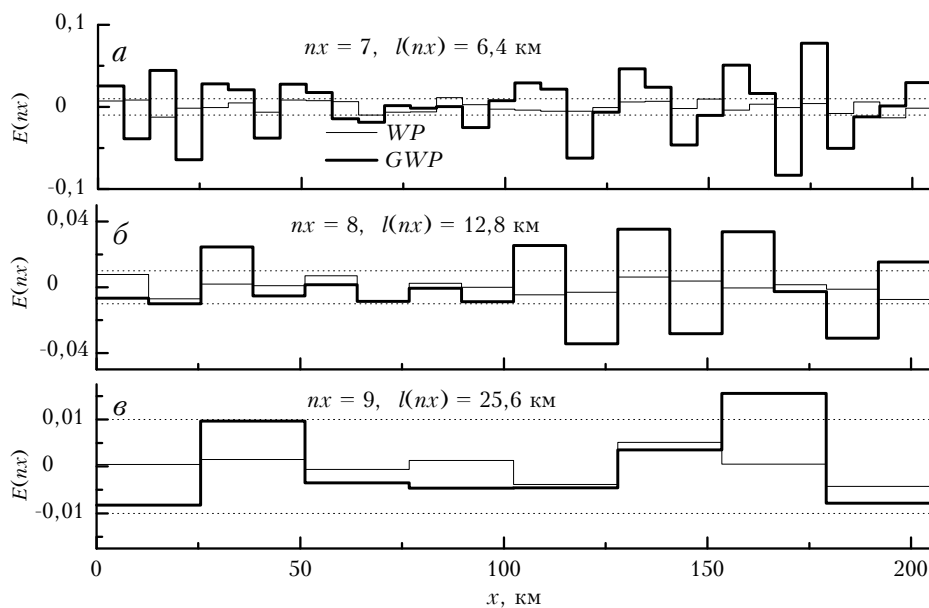


Рис. 7. Зависимость горизонтального переноса $E(nx)$, соответствующего двум облачным моделям, от длины интервала усреднения $l(nx)$ при $\xi_{\odot} = 60^\circ$, $A_S = 0$ (океан) и $\omega_0 = 0,99$; $l(nx) = 6,4$ км (а), $12,8$ км (б) и $25,6$ км (в)

Во втором подходе, позволяющем изучать мелкомасштабные ($\sim 0,1$ км) вариации поглощения, предполагается использовать [8, 9]:

– одновременные измерения альbedo и пропускания в видимой («vis») и ближней ИК («ir»)-области спектра. Поскольку $A_{\text{vis}}(x) \equiv 0$, то $E_{\text{vis}}(x) = 1 - R_{\text{vis}}(x) - T_{\text{vis}}(x)$;

– линейную регрессию между $E_{\text{vis}}(x)$ и $E_{\text{ir}}(x)$, т.е. $E_{\text{ir}}(x) = b \times E_{\text{vis}}(x)$. Для расчета коэффициента b используется математическое моделирование.

Поглощение облаками определяется по формуле

$$A'_{\text{ir}}(x) = 1 - R_{\text{ir}}(x) - T_{\text{ir}}(x) - E_{\text{ir}}(x) \approx 1 - R_{\text{ir}}(x) - T_{\text{ir}}(x) - b \times E_{\text{vis}}(x). \quad (5)$$

Можно предположить, что если при фиксированном $E_{\text{vis}}(x)$ «разброс» значений $E_{\text{ir}}(x)$ относительно прямой регрессии $E_{\text{ir}}(x) = b \times E_{\text{vis}}(x)$ будет незначительным, то с помощью (5) можно получить достоверную оценку поглощения $A_{\text{ir}}(x)$. Результаты, представленные на рис. 8, подтверждают это предположение. При $l(2^0) = 0,05$ км существует большой «разброс» значений $E_{\text{ir}}(x)$ относительно прямой регрессии (рис. 8,а), поэтому реальное поглощение $A_{\text{ir}}(x)$ и восстановленное поглощение $A'_{\text{ir}}(x)$ сильно отличаются (рис. 8,в).

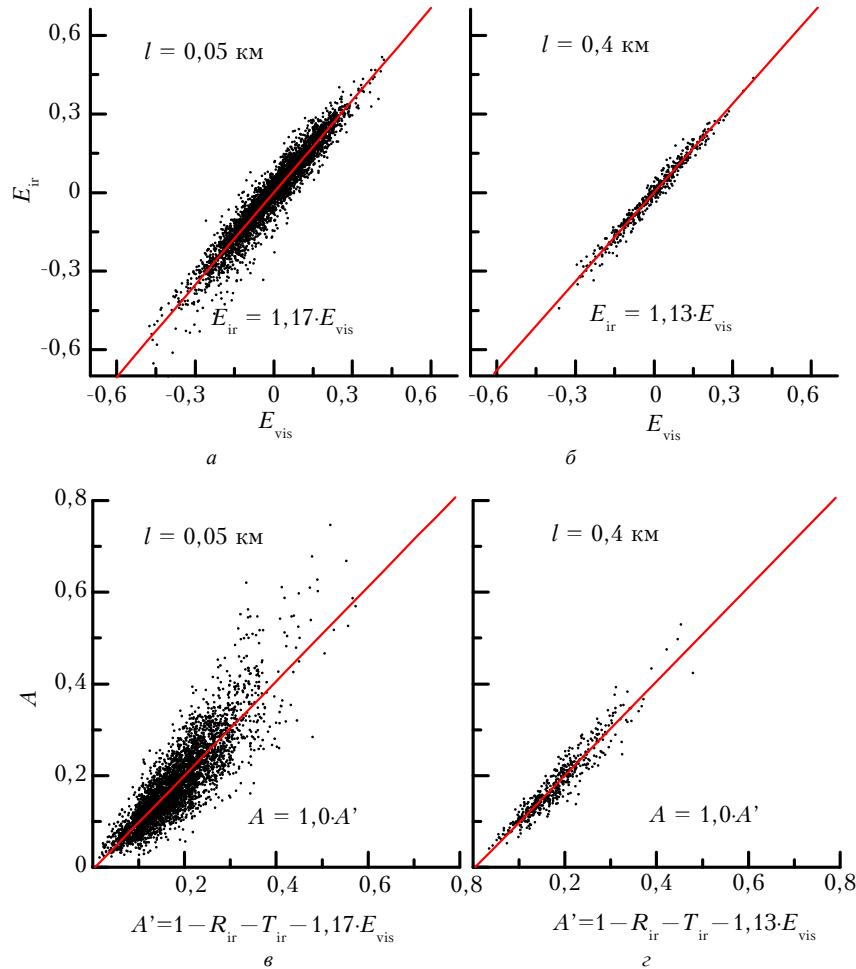


Рис. 8. Линейная регрессия между E_{ir} и E_{vis} (а, б) и поглощение A как функция улучшенной оценки поглощения A' (в, г) при различном пространственном разрешении $l = 0,05$ км (а, в) и $l = 0,4$ км (б, г) при $\xi_{\odot} = 60^\circ$, $A_s = 0$ (океан) и $\omega_0 = 0,99$

После усреднения $E_{\text{vis}}(x)$, $E_{\text{ir}}(x)$ и радиационных характеристик, входящих в формулу (5), по фрагментам реализации длиной $l(2^3) = 0,4$ км можно получить достоверную оценку поглощения (рис. 8,г). Это объясняется в основном тем, что после усреднения уменьшается дисперсия E_{vis} и E_{ir} , а следовательно, и «разброс» значений $E_{\text{ir}}(x)$ относительно прямой регрессии (рис. 8,б).

Таким образом, при использовании одновременных измерений альbedo и пропускания в видимой и ближней ИК-области спектра достоверную оценку облачного поглощения A_{GWP} можно получить с максимальным пространственным разрешением $\sim 0,4$ км. Напомним, что для WP -модели такой подход позволяет изучать более мелкомасштабные ($\sim 0,05$ км) флуктуации поглощения [7, 9]. Следовательно, стохастическая геометрия верхней границы ухудшает примерно на порядок максимальное пространственное разрешение, с которым может быть получено облачное поглощение.

Отметим, что выводы, сформулированные в этом и предыдущем разделах, соответствуют *максимально* возможному влиянию стохастической геометрии неоднородных слоисто-кучевых облаков.

5. Заключение

Проведен сравнительный анализ чувствительности статистических характеристик альbedo, пропускания, поглощения и горизонтального переноса морских слоисто-кучевых облаков к флуктуациям водности и высоты верхней границы. Показано, что вклад стохастической геометрии и неоднородной внутренней структуры в среднее альbedo и пропускание *соизмерим*. Среднее поглощение слоисто-кучевых облаков *слабо* зависит от стохастической геометрии

верхней границы. Флуктуации водности и высоты верхней границы оказывают примерно *одинаковое* влияние на дисперсию альbedo, пропускания и поглощения. Дисперсия горизонтального переноса обусловлена в основном флуктуациями высоты верхней границы. Радиус корреляции горизонтального переноса составляет несколько сотен метров и слабо зависит от выбора облачной модели.

Изучено влияние стохастической геометрии верхней границы слоисто-кучевых облаков, имеющих неоднородную внутреннюю структуру, на точность восстановления облачного поглощения. С помощью полных потоков, измеренных в одном спектральном интервале на верхней и нижней границах облачного слоя, вариации поглощения можно изучать только на крупных (~30 км) масштабах. Нерегулярная геометрия верхней границы ухудшает максимальное пространственное разрешение низкочастотных флуктуаций поглощения приблизительно в *пять* раз. Использование синхронных измерений потоков в видимой и ближней ИК-области спектра позволяет изучать мелкомасштабные (~0,4 км) вариации поглощения. Стохастическая геометрия примерно на *порядок* ухудшает точность восстановления высокочастотных флуктуаций облачного поглощения.

Таким образом, стохастическая геометрия верхней границы слоисто-кучевых облаков может оказывать существенное влияние на среднее и дисперсию альbedo и пропускания, а также на дисперсию поглощения. Поэтому при параметризации радиационных свойств этих облаков в моделях общей циркуляции атмосферы, анализе и интерпретации данных натурных измерений необходимо учитывать не только их неоднородную внутреннюю структуру, но и стохастическую верхнюю границу.

Работа выполнена при финансовой поддержке DOE's ARM Program (контракт N 350114-A-Q1) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 96-05-64275).

1. Cahalan R.F., Snider J.B. // Remote Sens. Environ. 1989. V. 28. P. 95–107.
2. Marshak A., Davis A., Cahalan R.F., Wiscombe W.J. // Phys. Rev. 1994. V. E49. P. 55–79.
3. Пригарин С.М., Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 7. С. 993–1003.
4. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Bell T.L., Snider J.B. // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51. N 16. P. 2434–2455.
5. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Gollmer S., Harshvardhan // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51. P. 3776–3790.
6. Cahalan R.F. // Nonlin. Proc. Geophys. 1994. V. 1. P. 156–167.
7. Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 10. С. 1295–1307.
8. Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 10. С. 1308–1318.
9. Titov G. A. // J. Atmos. Sci. 1996 (in press).
10. Попов С.Ю., Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 3. С. 293–299.
11. Титов Г.А., Касьянов Е.И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 12. С. 1833–1842.
12. Альbedo и угловые характеристики отражения подстилающей поверхности и облаков / Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 232 с.
13. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев Н.А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
14. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.
15. Тимановская Р.Г., Фейгельсон Е.М. // Метеорология и гидрология. 1970. N 11. С. 44–51.
16. Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 9. N 1. С. 5–13.
17. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
25 декабря 1996 г.

G. A. Titov, E. I. Kasyanov. Radiative Properties of Inhomogeneous Stratocumulus Clouds with Stochastic Geometry of the Upper Boundary.

Radiative properties (albedo, transmittance, absorptance and horizontal transport) of stochastic stratocumulus clouds is studied. We simulate spatial distribution of liquid water content as a random process with one-dimensional lognormal distribution and power-law energy spectrum (inhomogeneous internal structure). Stochastic geometry of the upper boundary is simulated as a random normal process with exponential correlation function. It is shown that the stochastic geometry and the inhomogeneous internal cloud structure have the same effect on mean and variance of albedo and transmittance. Variance of horizontal transport is mostly conditioned by stochastic geometry. The accuracy of retrieval of cloud absorptance is impaired by fluctuations of the upper boundary height by about an order of magnitude. The use of synchronous measurements of fluxes in the visible and near IR spectral ranges allows small-scale (~0.4 km) absorptance variations to be studied.