

Г.А. Титов, **Е.И. Касьянов**

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НЕОДНОРОДНЫХ ОБЛАКОВ

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия
Национальная лаборатория Северо-западного побережья Тихого океана, США*

Поступила в редакцию 5.08.99 г.

Дан обзор состояния и возможных путей развития теории переноса излучения в неоднородных облаках. Значительное внимание уделено актуальным проблемам оптики атмосферы. Показано, что при разработке радиационных параметризаций и решении задач дистанционного зондирования необходимо учитывать стохастическую геометрию и неоднородную структуру облаков.

1. Введение

Глобальное изучение климата и предсказание вероятных сценариев его развития невозможно без адекватного описания и корректной параметризации облачно-радиационного взаимодействия. Детальное изучение физических, оптических и радиационных свойств облаков, а также их пространственной неоднородности является исключительно важным не только для оценки влияния облачности на климат, но и для интерпретации данных дистанционного зондирования. Исследованию этих свойств уделяется значительное внимание в ряде международных и национальных программ, таких как International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP), United States Global Change Research Program (USGCRP) и GEWEX Cloud System Study (GCSS).

Облачная неоднородность обусловлена как стохастической геометрией облачного поля (нерегулярные границы, количество, размеры и расположение облаков), так и неоднородной внутренней структурой отдельных облаков (флуктуации водности, фазового состава и спектра размеров частиц). Стохастичность реальной облачности исключает возможность получения однозначной зависимости интенсивности излучения от параметров облаков. Тем не менее средние значения радиационных свойств прогнозируемы. Поскольку модели климата не требуют детальной информации о радиационном поле, то для долгосрочного прогноза климатических изменений достаточно знать лишь средние радиационные характеристики. В этой связи особую актуальность приобретает задача статистического описания переноса излучения в облаках, основу которого составляет установление взаимосвязей между статистическими параметрами облачности и радиации. Несмотря на то что необходимость в таком статистическом подходе осознана давно и ряд моделей и методов уже разработан [1–10], данная проблема до сих пор полностью не решена.

Изучение радиационного переноса в неоднородных облаках проводится в двух обширных и взаимосвязанных направлениях. Исследования в первом направлении, начало которым положено в работах Авасте и Вайнико [11], позволяют оценить влияние разорванной облачности на радиационный перенос [12–16]). Здесь и в дальнейшем под разорванной облачностью будем понимать облачное поле, имеющее стохастическую геометрию и детерминирован-

ные оптические параметры внутри отдельных облаков. Следует отметить, что статистическая теория переноса излучения в разорванных облаках интенсивно развивается в Институте оптики атмосферы СО РАН более 20 лет [18–20, 22]. Значительный вклад в развитие стохастической теории переноса излучения внесли профессор Помранинг и его коллеги (см., например, монографию [17] и библиографию к ней).

В последние годы большая активность наблюдается в развитии второго направления, посвященного исследованию взаимодействия радиации с неоднородными слоисто-кучевыми (*Sc*) облаками [23–27]. Интерес к этой проблеме значительно возрос после начала работ по программе FIRE (First ISCCP Regional Experiment), в ходе выполнения которой были получены первые данные о горизонтальном распределении водозапака (оптической толщины) морских *Sc* [28] и изучено его влияние на среднее альbedo [29, 30].

Полный и подробный обзор литературы по обоим направлениям в пределах одной статьи невозможен, поэтому ниже отметим лишь основные результаты, полученные по каждому из этих направлений, а также вклад сотрудников Института оптики атмосферы СО РАН в эти исследования.

2. Неоднородные слоисто-кучевые облака

Морские слоисто-кучевые облака *Sc* имеют значительную горизонтальную протяженность и небольшую геометрическую толщину. По этим причинам плоскопараллельный слой часто используется для аппроксимации их геометрической структуры [24, 29, 30]. На основе экспериментальных данных установлено, что *горизонтальная* изменчивость оптической толщины (водозапака) хорошо описывается логнормальным распределением и степенным спектром с показателем, соответствующим закону Колмогорова–Обухова [28]. Для моделирования наблюдаемого горизонтального распределения оптической толщины τ была предложена двухпараметрическая фрактальная модель, генерируемая мультипликативными каскадными процессами [31]. С помощью этой модели, имеющей плоскопараллельную геометрию, исследовано влияние горизонтальной неоднородности τ на перенос солнечной радиации [29, 30, 32–35].

Численные реализации случайных полей с заданными одномерным распределением и спектральной плотностью (корреляционной функцией) могут быть построены на ос-

нове методов разбиения и рандомизации спектра [36–38]. Последние, имеющие ряд значительных преимуществ по сравнению с фрактальными моделями [39], были использованы нами для исследования чувствительности радиационных свойств S_c к их неоднородной пространственной структуре (рис. 1) [40–49].

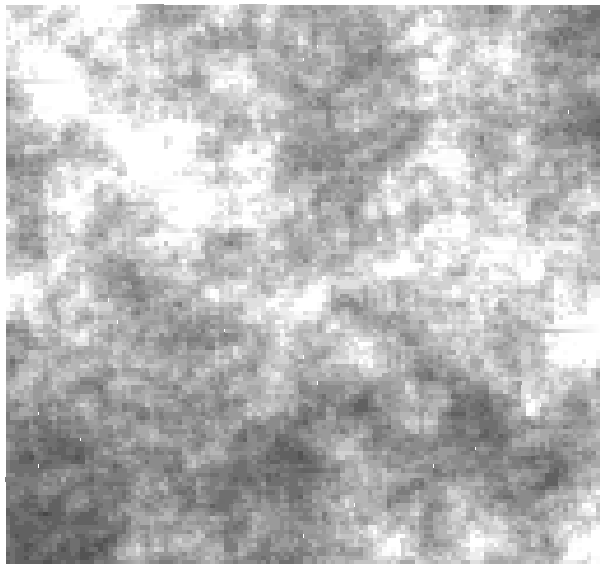


Рис. 1. Компьютерная реализация двумерного поля оптической толщины морских слоисто-кучевых облаков

Отметим, что спектральные методы, в отличие от фрактальных моделей, позволяют строить численные реализации полей, имеющих излом спектра [50]. Такие поля были получены с помощью спутниковых измерений (см. раздел 2.1). Перенос солнечной радиации в неоднородных S_c изучался на основе двух облачных моделей, подробно представленных в [43, 46]. Первая модель (IP) имеет плоскопараллельную геометрию и случайное горизонтальное распределение оптической толщины (коэффициента ослабления). Вторая (GIP) модель учитывает одновременные флуктуации коэффициента ослабления и высоты верхней границы. Для построения малопараметрической модели стохастической верхней границы S_c были использованы данные самолетного лазерного зондирования, имеющиеся в Институте оптики атмосферы СО РАН.

Ниже рассмотрим две наиболее активно обсуждаемые проблемы, связанные с горизонтальными радиационными потоками излучения (горизонтальным переносом).

2.1. Спутниковые измерения: излом спектра

Степенной пространственный спектр отраженной радиации, полученный на основе спутниковых (Landsat) данных, имеет два различных наклона на больших (от ~ 100 км до ~ 200 – 500 м) и малых (меньше ~ 200 – 500 м) масштабах [28, 51, 52]. На малых масштабах радиационное поле является гораздо более гладким (показатель наклона больше). Поскольку спутниковые радиационные измерения составляют основу для получения важной геофизической информации, например о внутриоблачной турбулентности, то причины такого «необычного» поведения спектра отраженной радиации интенсивно обсуждаются [28, 32, 34, 51–53]. Различное пространственное распределение облаков на больших и малых масштабах может быть одной

из возможных причин наблюдаемого излома спектра. Например, в работе [53] показано, что, во-первых, горизонтальный ветер может оказывать значительное влияние на формирование *облачной структуры* и, во-вторых, это влияние зависит от пространственного масштаба. Горизонтальный ветер способен также сглаживать поверхность мелких облаков [54].

Другая причина приведена в работе [32], где излом спектра объясняется не особенностями пространственного распределения облаков на малых и больших масштабах, а *радиационными эффектами*: горизонтальные радиационные потоки (горизонтальный перенос) сглаживают мелко-масштабные флуктуации радиационного поля. Отметим, что измерения отраженной радиации («Landsat») были выполнены с высоким горизонтальным разрешением ($\sim 0,05$ км). Согласно работам [32, 34] характеристический масштаб η , при котором происходит излом спектра, пропорционален $\sqrt{\rho^2}$, где $\sqrt{\rho^2}$ – второй момент распределения расстояния между точками входа фотона в облако и выхода из облака. В диффузионном приближении получена формула

$$\sqrt{\rho^2} \approx \begin{cases} h[(1-g)\tau]^{-1/2} & \text{для альбедо} \\ h & \text{для пропускания,} \end{cases} \quad (1)$$

где h – толщина облака; g – фактор асимметрии; τ – оптическая толщина. Для неоднородных облаков вместо τ и h предлагается использовать их средние (по реализации) значения $\bar{\tau}$ и \bar{h} . Согласно (1) величина $\sqrt{\rho^2}$ зависит от стандартного набора параметров, определяющих перенос излучения в однородных облаках, – h , g и τ . Наши результаты позволяют сделать вывод о том, что горизонтальные радиационные потоки сильно зависят как от горизонтального градиента оптической толщины [43, 48], так и от нерегулярной геометрии верхней границы облачного поля [46, 47]. Например, при фиксированных значениях $\bar{\tau}$ и \bar{h} флуктуации высоты верхней границы облаков способны увеличить дисперсию горизонтального переноса приблизительно на порядок [46]. Следовательно, при вариациях геометрических (оптических) параметров облачного поля характеристический масштаб η , который якобы определяется горизонтальным переносом, и значение $\sqrt{\rho^2}$, пропорциональное η , должны изменяться. Однако из (1) следует, что значение $\sqrt{\rho^2}$ не зависит от параметров, характеризующих пространственную изменчивость облачного слоя. Это означает, что между η и $\sqrt{\rho^2}$ не существует однозначная взаимосвязь и $\sqrt{\rho^2}$ не может определять η . Результаты, представленные в [49], убедительно показывают, что объяснение излома спектра с помощью сглаживающего эффекта горизонтальных потоков радиации, а также предлагаемая взаимосвязь между масштабом η и величиной $\sqrt{\rho^2}$ являются физически необоснованными.

2.2. Проблема аномального поглощения облаками

Облачное поглощение, полученное из натуральных измерений, может значительно (более чем в два раза) превышать поглощение, рассчитанное с помощью радиационных моделей (см., например, [55]). В чем причина таких больших расхождений? Почему при использовании традиционных способов измерения могут наблюдаться *отрицательные* значения облачного поглощения [55–57]? Получение ответов на эти важные вопросы является основной целью многочисленных

теоретических и экспериментальных исследований, выполняемых в течение последних 40 лет.

Почти все радиационные модели основаны на плоскопараллельной модели (плоскопараллельная геометрия и горизонтальная однородность оптических свойств), поэтому можно предположить, что стохастическая геометрия и (или) неоднородная внутренняя структура облаков являются основными причинами избыточного поглощения, наблюдаемого в эксперименте. Наши результаты показывают, что при фиксированных $\bar{\tau}$ и \bar{h} стохастичность верхней границы и горизонтальные флуктуации коэффициента ослабления оказывают *слабое* влияние на среднее поглощение S_c [46]. Аналогичный результат получен для разорванных облаков (см., например, [58]). Оптические и геометрические свойства кучевых облаков наиболее изменчивы в пространстве и имеют наиболее сильные флуктуации, тем не менее при $\bar{\tau}$ меньше 30–40, их среднее поглощение составляет около 1/5 суммарного поглощения атмосферы и относительно слабо ($< 2 - 3\%$ падающей солнечной радиации) отличается от поглощения, рассчитанного с помощью плоскопараллельной модели. Этот факт свидетельствует о том, что в *среднем* стохастические кучевые облака не способны поглотить *намного* больше солнечной радиации, чем предсказывает детерминированная теория переноса.

Другой возможной причиной значительных различий между измерениями облачного поглощения и соответствующими теоретическими расчетами является некорректная интерпретация экспериментальных данных. Ниже приведем результаты, наглядно иллюстрирующие значительное влияние горизонтального переноса на точность восстановления облачного поглощения. Напомним суть проблемы определения поглощения в неоднородных облаках [44, 48]. Для простоты изложения предположим, что облака расположены над неотражающей подстилающей поверхностью, а их оптические характеристики зависят только от одной горизонтальной координаты x . С учетом сделанных предположений закон сохранения лучистой энергии в неоднородных облаках имеет вид

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

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, равный нулю в плоскопараллельной модели, по порядку величины соизмерим с $A(x)$, то восстановленное поглощение $A'(x)$ и истинное $A(x)$ будут сильно отличаться. На рис. 2 представлена зависимость $A(x)$ от $A'(x)$. Так как горизонтальный перенос $E(x)$ может принимать как положительные, так и отрицательные значения, то возможны ситуации, когда восстановленное поглощение $A'(x) < 0$. Стохастическая геометрия верхней границы способна увеличить диапазон возможных изменений истинного $A(x)$ и восстановленного $A'(x)$ поглощения более чем в два и три раза соответственно [46]. Видно, что из отдельных измерений полных потоков излучения *невозможно* аккуратно оценить поглощение облаками на малых ($\sim 0,05$ км) пространственных масштабах. Для получения достоверных оценок $A(x)$ были предложены два подхода, основанных на а) пространственном усреднении радиационных характеристик и б) синхронных измерениях потоков в видимой и ближней ИК-областях спектра [44, 48]. С помощью одновременных радиационных измерений в видимом и ближнем ИК-диапазонах можно изучать мелкомасштабные ($\sim 0,05$ км) вариации поглощения плоскопараллельных облаков [44, 48]. Стохастическая геометрия верхней границы S_c ухудшает эту точность восстановления приблизительно на порядок [46].

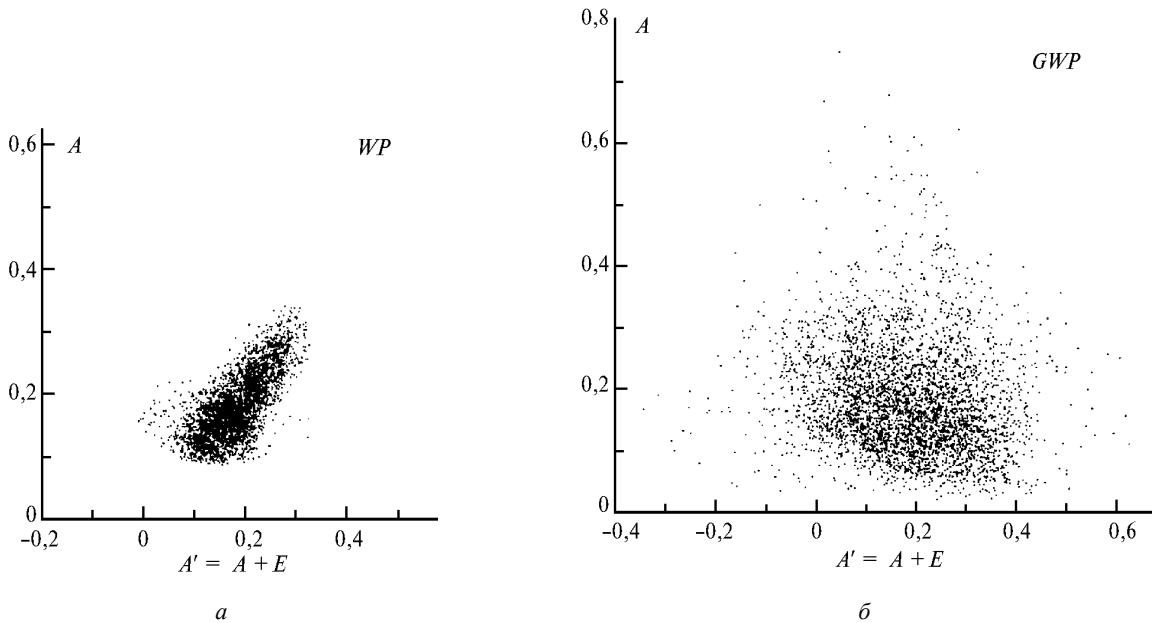


Рис. 2. Поглощение A как функция восстановленного поглощения $A' = A + E$ при зенитном угле Солнца 60° и вероятности выживания кванта $\omega_0 = 0,99$. Расчеты выполнены для облачной реализации, состоящей из 2^{12} пикселей с одинаковыми горизонтальными размерами $\Delta x = 0,05$ км

Полученные нами результаты позволяют сделать вывод о том, что некорректная интерпретация данных натуральных измерений является одной из основных причин расхождения между теорией и экспериментом.

2.3. Трехмерные слоисто-кучевые облака

Представленные выше выводы были сформулированы на основе достаточно простых *одномерных* (зависимость параметров только от одной *горизонтальной* координаты) облачных моделей, способных учитывать флуктуации высоты верхней границы и коэффициента ослабления и их совместное влияние. Предполагалось, что высота верхней границы и коэффициент ослабления являются *независимыми* случайными процессами. В реальных облаках *все* оптические параметры (коэффициент ослабления, вероятность выживания кванта и индикатриса рассеяния) изменяются как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях. Более того, трехмерные пространственные вариации оптических и геометрических параметров *взаимосвязаны*.

Использование трехмерных (3D) моделей облакообразования с детальной микрофизикой (LES-моделей) является весьма перспективным для корректного учета этой сложной зависимости в радиационных исследованиях (см., например, [59, 60]). LES-модель, разработанная в Объединенном институте мезомасштабных метеорологических исследований [61, 62], была использована нами для изучения радиационных эффектов 3D слоисто-кучевых облаков [63–66]. Полученные результаты подтвердили основные выводы, сделанные ранее на основе более простых облачных моделей, а также проиллюстрировали сильную зависимость радиационных характеристик S_c от их *вертикальной* стратификации. В частности, было показано, что если два облачных поля имеют одинаковое двумерное распределение оптической толщины, но различную вертикальную структуру, то средние потоки, вычисленные для этих двух полей, могут значительно отличаться [66].

С помощью LES-моделей можно получать информацию не только о 3D-распределении жидкой воды (спектра размеров капель), но и водяного пара. Последнее является исключительно важным при вычислении радиационных свойств неоднородных облаков в ИК-области спектра, особенно внутри полос поглощения водяного пара. Перспективность использования таких данных иллюстрирует следующий пример. В настоящее время при восстановлении поглощения часто используется предположение о том, что вариации горизонтального переноса E обусловлены изменчивостью *рассеивающих* свойств (коэффициента и индикатрисы рассеяния) [33, 57, 67], спектральным ходом которых можно пренебречь. Нами было показано, что *поглощение* каплями и водяным паром оказывает значительное влияние на E и определяет его спектральную зависимость. Неучет этой зависимости может приводить к значительным ошибкам при оценке облачного поглощения [64, 65].

3. Разорванные облака

Поле кучевых облаков, частично покрывающее небо, часто наблюдается в природе. Такое поле состоит из большого числа облаков, имеющих различные размеры, форму и положение в пространстве (рис. 3). Нерегулярная геометрия облаков по сравнению с их неоднородной внутренней структурой оказывает более сильное влияние на перенос солнечного излучения [9, 20, 21, 66], поэтому

флуктуациями оптических параметров внутри отдельных облаков в первом приближении можно пренебречь. Один из возможных и перспективных теоретических подходов к проблеме переноса радиации в разорванной облачности, имеющей случайную геометрию и детерминированные оптические параметры, развивается в Институте оптики атмосферы СО РАН. Основные достижения в этой области за два десятилетия (1975–1995 гг.), а также обширная библиография работ содержатся в монографии [22] и статьях [20, 21]. В этом разделе ограничимся только основными результатами, полученными сотрудниками Института оптики атмосферы в течение последних пяти лет.

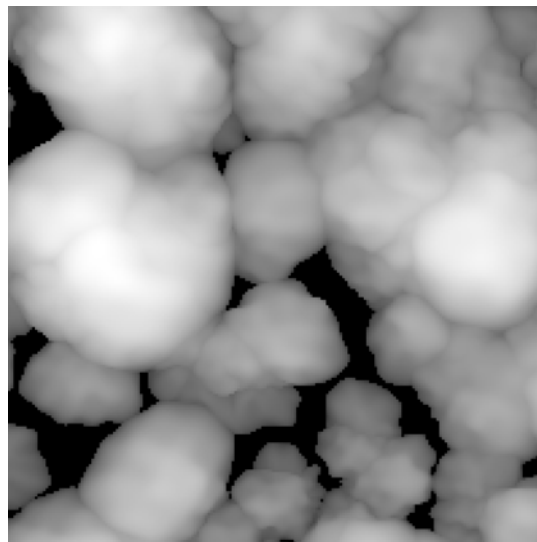


Рис. 3. Компьютерная реализация двумерного поля оптической толщины кучевых облаков

3.1. Параметризация радиационных свойств однослойной разорванной облачности

Адекватное описание взаимодействия радиации с разорванной облачностью имеет принципиально важное значение для улучшения радиационных блоков моделей общей циркуляции атмосферы (МОЦА). Средние радиационные потоки F_{bc} в разорванных облаках можно представить в виде линейной комбинации потоков в условиях сплошной облачности F_{pp} и ясного неба F_{clr} , взвешенных с множителями N_e и $(1 - N_e)$ соответственно. Здесь N_e – эффективный балл облачности. Термин «эффективный» используется для обозначения зависимости параметра N_e как от трехмерной геометрии разорванных облаков и их оптических свойств, так и от зенитного угла Солнца и альbedo подстилающей поверхности A_s . Значения F_{pp} и F_{clr} могут быть легко рассчитаны на основе хорошо разработанной детерминированной теории переноса, поэтому для корректного определения F_{bc} необходимо правильно задавать параметр N_e . Быстрый и удобный способ расчета N_e , а также новая параметризация радиационного режима однослойной разорванной облачности, основанная на N_e , предложены в работе [68]. Созданная численная модель N_e позволяет детально проанализировать зависимость средних потоков от оптических и геометрических параметров разорванной облачности, зенитного угла Солнца и A_s (рис. 4) [69]. Показано, что стохастическая геометрия облаков может оказывать значительное влияние на N_e и, следовательно, это влияние необходимо учитывать при параметризации радиационных свойств

разорванной облачности. По сравнению с другими моделями предложенная параметризация имеет ряд значительных преимуществ. Одним из основных и несом-

ненных достоинств является возможность ее использования в существующих радиационных кодах МОЦА без существенного изменения последних.

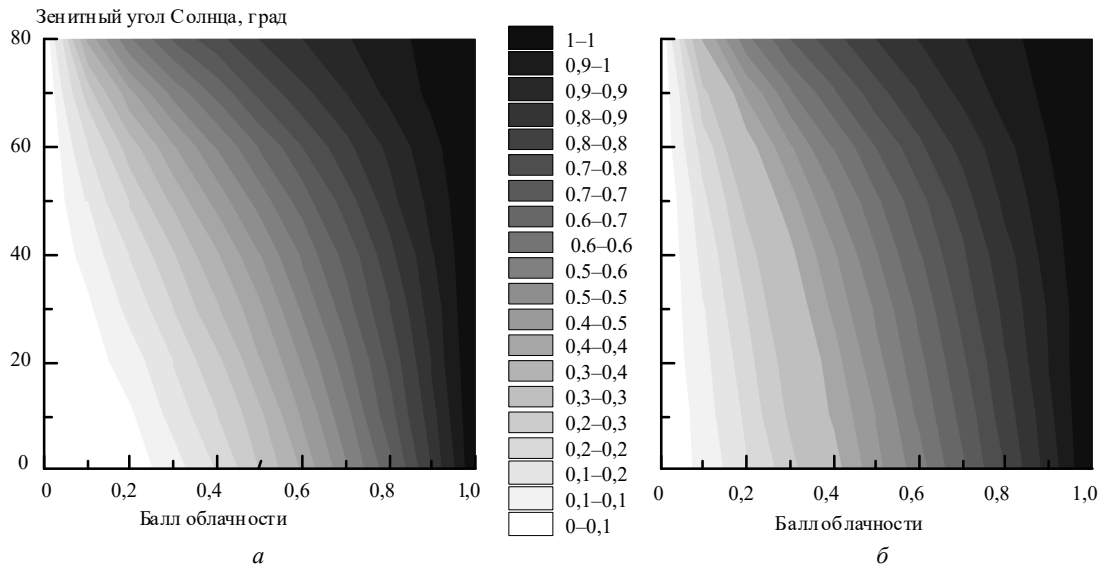


Рис. 4. Влияние зенитного угла Солнца и балла облачности на эффективный балл облачности N_e при оптической толщине $\tau = 15$, параметре $\gamma = \Delta H/D$, равном 2 (ΔH – геометрическая толщина облачного слоя; D – средний горизонтальный размер облаков) и различных значениях альbedo подстилающей поверхности A_s : $A_s = 0$ (а) и $A_s = 0,4$ (б)

3.2. Многослойная разорванная облачность

Облачное поле может состоять из нескольких облачных слоев [70, 71], причем разорванные облака могут присутствовать на каждом уровне. В этой связи возникает необходимость в вычислении радиационных характеристик многослойной облачности.

Ниже рассмотрим обобщение статистического подхода, разработанного для однослойной разорванной облачности, на N статистически независимых слоев. Основную идею такого обобщения поясним на простейшем примере (нерассеянное излучение). Для цельности изложения напомним последовательность основных действий, необходимых для получения средней интенсивности нерассеянной радиации в однослойной разорванной облачности [22, 72].

Предположим, что разорванная облачность занимает некоторый слой Λ : $0 \leq z \leq H$. Пусть на плоскость $z = 0$ в направлении $\omega = (a, b, c)$ падает параллельный поток солнечной радиации. Для простоты предположим, что интенсивность потока равна единице и коэффициент ослабления $\sigma(\mathbf{r}) = \sigma = \text{const}$. Интенсивность нерассеянной радиации $j(\mathbf{r})$ в точке \mathbf{r} и в направлении ω является решением стохастического уравнения переноса

$$\omega \nabla j(\mathbf{r}) + \sigma \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}) = 0 \quad (4)$$

с граничным условием

$$j(\mathbf{r}_0) = j(x, y, 0) = 1. \quad (5)$$

В отличие от детерминированного уравнения переноса стохастическое уравнение (4) содержит случайное индикаторное поле $\kappa(\mathbf{r})$, характеризующее нерегулярную геометрию разорванной облачности. Внутри облаков значение $\kappa(\mathbf{r}) = 1$, а для безоблачного промежутка $\kappa(\mathbf{r}) = 0$. Статистически однородная модель [19] полностью описывается

безусловной $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle$ и условной $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = P\{\kappa(\mathbf{r}) = 1/\kappa(\mathbf{r}') = 1\}$ вероятностями наличия облаков (марковское приближение). Входные параметры модели связаны с баллом облачности p и средним горизонтальным размером облаков D : $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle = p$ и $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = f(p, D) = (1 - p) \exp(-A(\omega)|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) + p$, где $A(\omega) \sim 1/D$. Обратив дифференциальный оператор в (4) при $c \neq 0$, получим

$$j(\mathbf{r}) + \frac{\sigma}{c} \int_0^z \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}') d\xi = 1, \quad (6)$$

где $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \omega(\xi - z)/c$. Усредним (6) по ансамблю реализаций поля $\kappa(\mathbf{r})$

$$\langle j(\mathbf{r}) \rangle + \frac{\sigma}{c} \int_0^z \langle \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}') \rangle d\xi = 1. \quad (7)$$

Умножим (6) на $\kappa(\mathbf{r})$ и вновь усредним:

$$\langle \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}) \rangle + \frac{\sigma}{c} \int_0^z \langle \kappa(\mathbf{r}) \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}') \rangle d\xi = \langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle. \quad (8)$$

С помощью формулы для расщепления корреляций $\langle \kappa(\mathbf{r}) \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}') \rangle = V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \langle \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}') \rangle$ уравнение (8) запишется в виде

$$\langle \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}) \rangle + \frac{\sigma}{c} \int_0^z V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \langle \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}') \rangle d\xi = \langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle. \quad (8a)$$

Решение замкнутой системы уравнений (7) и (8a) можно получить с помощью преобразования Лапласа.

Средняя интенсивность $\langle j(\mathbf{r}) \rangle$ вычисляется по простой формуле (см., например, [22, формула (7.10)]).

Рассмотрим получение средней интенсивности нерассеянной радиации для облачного поля, состоящего из двух слоев разорванной облачности (рис. 5). Предположим, что эти слои являются статистически однородными и *независимыми*. В этом случае $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle = p_1$ и $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = f(p_1, D_1)$ для первого слоя ($0 \leq z \leq h$) и $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle = p_2$ и $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = f(p_2, D_2)$ для второго ($h < z \leq H$).

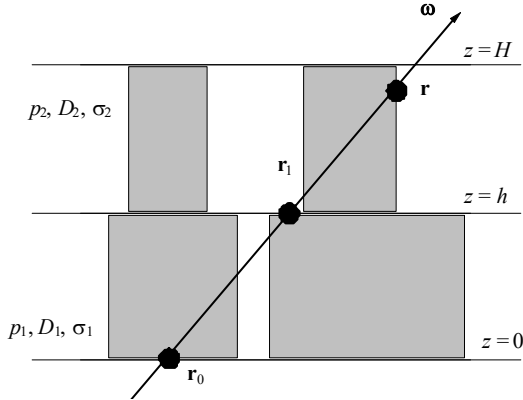


Рис. 5. Схематическое представление двухслойной облачной модели

Если точка \mathbf{r}_1 принадлежит первому слою ($0 \leq z \leq h$), то система уравнений для средней интенсивности $\langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$ имеет вид (7) и (8а). Если точка \mathbf{r} принадлежит второму слою ($h < z \leq H$), то уравнения для средней интенсивности отличаются от (7) и (8а) пределами интегрирования и правой частью: в уравнении (7) вместо 1 необходимо поставить $\langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$, а в уравнении (8а) заменить $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle$ на произведение средних значений $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle \langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$. Очевидно, что в этом случае $\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle = \langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \rangle \langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$. При вычислении функций $\langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$ и $\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \rangle$ по известной формуле [22] необходимо использовать параметры для первого и второго слоев соответственно. Обобщение этого случая на N статистически независимых слоев ($N \geq 2$) является очевидным. Для N -го слоя средняя интенсивность нерассеянного излучения определяется по формуле

$$\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle = \langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{N-1}) \rangle \prod_{n=1}^{N-1} \langle j(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1}) \rangle.$$

Достаточно просто вычисляется и средняя интенсивность *диффузной* радиации. В каждом облачном слое траектории фотонов (длина свободного пробега и направление рассеяния) моделируются по известным алгоритмам (см., например, [19, 22]) с параметрами, соответствующими рассматриваемому облачному слою, а локальная оценка делается с учетом статистически однородных и *независимых* облачных слоев, расположенных выше (отражение, $c > 0$) или ниже (пропускание, $c < 0$) этого слоя. Например, вклад радиации, отраженной от подстилающей поверхности, в среднюю интенсивность отраженного излучения на верхней границе N -го слоя (локальная оценка) пропорционален произведению средних интенсивностей, вычисленных для каждого из N слоев:

$$\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{N-1}) \rangle \prod_{n=1}^{N-1} \langle j(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1}) \rangle.$$

Для однослойной облачности этот вклад пропорционален только одному из множителей $\langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$. Отметим, что алгоритмы вычисления полей яркости многослойной атмосферы [73], расположенной над отражающей подстилающей поверхностью, были успешно использованы для решения важной прикладной задачи [74]. Радиационные свойства системы, состоящей из двух статистически независимых слоев разорванной облачности, рассмотрены в работе [75].

Применимость рассмотренного подхода ограничена случаем, когда пространственное распределение облаков на каждом ярусе не зависит от пространственной структуры облаков на других уровнях (гипотеза случайного перекрытия). Значения суммарного балла облачности двух- и трехслойных облаков, вычисленные на основе гипотезы случайного перекрытия, часто не согласуются с результатами измерений, причем максимальные различия между вычисленными и измеренными значениями имеют место для двухслойной разорванной облачности [70]. Это означает, что многоярусные облачные системы могут содержать статистически *зависимые* слои разорванной облачности, поэтому в МОЦА для учета таких ситуаций используются различные комбинации максимального и случайного перекрытия облаков [76, 77]. В однослойных 3D разорванных облаках геометрические параметры (балл облачности, средний горизонтальный размер и т. д.) изменяются с высотой, и их значения для различных слоев взаимосвязаны.

В связи с вышесказанным возникает необходимость в обобщении идей и методов, разработанных в рамках статистически *однородной* модели [19], на случай статистически *неоднородной* разорванной облачности. Термин «статистическая *неоднородность*» будем использовать в том смысле, что безусловная вероятность $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle$ зависит от вертикальной координаты, а условная вероятность $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – от *расположения* точек \mathbf{r} и \mathbf{r}' . Напомним, что в статистически однородной модели $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle = p = \text{const}$, а $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ при фиксированном ω зависит только от *расстояния* между точками \mathbf{r} и \mathbf{r}' [19]. Для облачного поля, состоящего из статистически однородных и *независимых* полей, $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle$.

3.3. Статистически неоднородная модель

Разорванную облачность можно представить в виде марковской смеси облачных $\kappa(\mathbf{r}) = 1$ и безоблачных $\kappa(\mathbf{r}) = 0$ участков. Для получения условной вероятности $V^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ наличия облаков будем использовать кусочно-постоянную аппроксимацию вероятностей перехода из облака в безоблачное пространство и обратно. Предположим, что на малом расстоянии $\Delta l = \Delta z/c$ вероятность перехода из безоблачного участка в облако $0 \rightarrow 1$ равна $\mu_i \Delta l$, а вероятность перехода из облака в безоблачное пространство $1 \rightarrow 0$ составляет $\lambda_i \Delta l$, $i = 1, 2, \dots, N$, где N – число статистически однородных и *зависимых* слоев. Отметим, что параметры $1/\lambda$ и $1/\mu$ имеют смысл, соответственно, средней длины хорды облачного и безоблачного участков и могут зависеть от направления ω (см., например, [16, 17]). Условная вероятность наличия облаков $V^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V^*(l) = V^*(z, \xi)$ удовлетворяет уравнению Колмогорова–Чемпена (см., например, [78]):

$$\frac{\partial V^*(l)}{\partial l} = -(\lambda + \mu) V^*(l) + \mu, \quad V^*(0) = 1, \quad (9)$$

где $l = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$; λ и μ – кусочно-постоянные функции l или z . Общее решение (9) имеет вид

$$V^*(l) = \exp \left\{ - \int_0^l [\lambda(u) + \mu(u)] du \right\} + \int_0^l \mu(v) \exp \left\{ - \int_v^l [\lambda(u) + \mu(u)] dv \right\} dv. \quad (10)$$

Пусть точка \mathbf{r} принадлежит первому слою ($0 \leq z \leq h$). Тогда из (10) получим

$$V^*(z, \xi) = V_1^*(l_1) = (1 - p_1) \exp[-A_1(z - \xi)/c] + p_1, \quad (11)$$

$$p_1 = \mu_1/(\lambda_1 + \mu_1), \quad A_1 = \lambda_1 + \mu_1. \quad (12)$$

Величину p_1 можно интерпретировать как балл облачности в первом слое (поле); параметр A_1 обратно пропорционален его радиусу корреляции [15, 16]. Отметим, что формула (11) является условной вероятностью наличия облаков в статистически *однородном* поле [19].

Пусть \mathbf{r} принадлежит второму слою ($h < z \leq H$). В этом случае формула (10) имеет вид

$$V_2^*(z, \xi) = \exp[-A_2(z - z_1)/c] [V(z_1, \xi) - p_2] + p_2, \quad (13)$$

$$p_2 = \mu_2/(\lambda_2 + \mu_2), \quad A_2 = \lambda_2 + \mu_2. \quad (14)$$

Можно показать, что

$$V_i^*(z, \xi) = \exp[-A_i(z - z_{i-1})/c] [V_{i-1}^*(z_{i-1}, \xi) - p_i] + p_i, \quad (15)$$

$$p_i = \mu_i/(\lambda_i + \mu_i), \quad A_i = \lambda_i + \mu_i, \quad i = 2, \dots, N. \quad (16)$$

Предположим, что нам известны (результаты моделирования или натурные измерения) условные вероятности $V_i^*(z, \xi)$ и безусловные вероятности p_i , $i = 1, 2, \dots, N$. Тогда из (16) можно определить неизвестный параметр A_i , $i = 1, 2, \dots, N$.

3.4. Статистически неоднородная модель: средняя интенсивность

Рассмотрим получение замкнутых уравнений для средней интенсивности нерассеянной радиации. Для ясности изложения вначале рассмотрим облачное поле, состоящее из двух слоев. Пусть на плоскость $z = 0$ в направлении ω падает параллельный поток солнечной радиации (см. рис. 5). Если точка \mathbf{r}_1 принадлежит *первому* слою ($0 \leq z \leq h$), то для расчета средней интенсивности $\langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$ можно воспользоваться системой уравнений (7) и (8а).

Найдем среднюю интенсивность $\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle$ для случая, когда точка \mathbf{r} принадлежит *второму* слою ($h < z \leq H$). Случайная интенсивность $\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle$ нерассеянного излучения удовлетворяет стохастическому уравнению

$$j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) + \frac{\sigma_2}{c} \int_h^z \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) d\xi = j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0). \quad (17)$$

Усредним (17) по ансамблю реализаций поля $\kappa(\mathbf{r})$:

$$\langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle + \frac{\sigma_2}{c} \int_h^z \langle \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) \rangle d\xi = \langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle. \quad (18)$$

Умножим (17) на $\kappa(\mathbf{r})$, усредним и применим формулу для расщепления корреляций

$$\langle \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle + \frac{\sigma_2}{c} \int_h^z V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \langle \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) \rangle d\xi = \langle \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle. \quad (19)$$

Используя аналогичные преобразования, получим уравнение для функции $\langle \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle$:

$$\langle \kappa(\mathbf{r}) j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle + \frac{\sigma_1}{c} \int_0^h V_2^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \langle \kappa(\mathbf{r}') j(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) \rangle d\xi = p_2. \quad (20)$$

Решение системы уравнений (18)–(20) имеет вид

$$\langle j(z, 0) \rangle = \langle j(z, h) \rangle \langle j(h, 0) \rangle + \varepsilon(z, h) \alpha(h, 0), \quad (21)$$

где

$$\langle j(z, 0) \rangle = \langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \rangle, \quad \langle j(z, h) \rangle = \langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \rangle, \quad \langle j(h, 0) \rangle = \langle j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle;$$

$$\varepsilon(z, h) = \frac{\sigma_2 p_2}{\lambda_2^{(2)} - \lambda_1^{(2)}} \left[\exp\left(-\lambda_2^{(2)} \frac{z-h}{c}\right) - \exp\left(-\lambda_1^{(2)} \frac{z-h}{c}\right) \right]; \quad (22)$$

$$\alpha(h, 0) = \frac{1}{p_2} \{p_2(1 - \langle j(h, 0) \rangle) - p_1[1 - v(h, 0)]\}. \quad (23)$$

Функции $\langle j(h, 0) \rangle$, $\langle j(z, h) \rangle$, $v(h, 0) = \langle \kappa(\mathbf{r}_1) j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \rangle / p_1$ и коэффициенты $\lambda_1^{(2)}$, $\lambda_2^{(2)}$ вычисляются по формулам, полученным для статистически *однородной* модели [22]. Верхний индекс (2) у коэффициентов $\lambda_1^{(2)}$, $\lambda_2^{(2)}$ означает, что для их вычисления необходимо использовать параметры, соответствующие второму слою.

Полученные результаты несложно обобщить на случай многослойной облачной атмосферы, состоящей из N статистически однородных и *зависимых* слоев. Если точка \mathbf{r} принадлежит i -му слою, $i = 2, 3, \dots, N$, то формула для средней интенсивности нерассеянной радиации имеет вид

$$\langle j(z, 0) \rangle = \langle j(z, z_{i-1}) \rangle \langle j(z_{i-1}, 0) \rangle + \varepsilon(z, z_{i-1}) \alpha(z_{i-1}, 0), \quad (24)$$

$$i = 2, 3, \dots, N,$$

где

$$\langle j(z, z_{i-1}) \rangle = \langle j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{i-1}) \rangle, \quad \langle j(z_{i-1}, 0) \rangle = \langle j(\mathbf{r}_{i-1}, \mathbf{r}_0) \rangle,$$

$$i = 2, 3, \dots, N;$$

$$\varepsilon(z, z_{i-1}) = \frac{\sigma_i p_i}{\lambda_2^{(i)} - \lambda_1^{(i)}} \left[\exp\left(-\lambda_2^{(i)} \frac{z-z_{i-1}}{c}\right) - \exp\left(-\lambda_1^{(i)} \frac{z-z_{i-1}}{c}\right) \right],$$

$$i = 2, 3, \dots, N; \quad (25)$$

$$\alpha(z_{i-1}, 0) = \frac{1}{p_i} \{p_i(1 - \langle j(z_{i-1}, 0) \rangle) - p_{i-1}[1 - v(z_{i-1}, 0)]\},$$

$$i = 2, 3, \dots, N. \quad (26)$$

С помощью преобразований, описанных выше, трудно получить уравнения для средней интенсивности диффузной радиации.

Представленные результаты наглядно показывают, что проблема переноса излучения в статистически *неоднородной* разорванной облачности может быть успешно решена на основе идей и методов, используемых в статистически *однородной* модели.

5. Заключение

Детерминированная теория переноса излучения имеет длительную историю развития, за время которой был осуществлен переход от простейшего одномерного случая к многомерным радиационным моделям. Развитие статистической теории переноса излучения имеет аналогичный характер и предполагает выполнение трех основных этапов: 1) построение облачных моделей и разработка соответствующих методов расчета радиационных характеристик; 2) исследование чувствительности радиационных свойств к вариациям параметров облачного поля и 3) использование полученных знаний при создании новых радиационных параметризаций, используемых в МОЦА, и улучшении методов дистанционного зондирования.

В настоящее время созданы *одно- и двумерные* модели, позволяющие корректно описывать *горизонтальную* изменчивость оптической толщины τ . С помощью созданных моделей достаточно подробно изучена зависимость радиационных свойств кучевых и слоисто-кучевых облаков от горизонтального распределения τ . Полученные результаты были использованы при разработке новой параметризации радиационного режима однослойной разорванной облачности. Сделаны первые шаги в изучении радиационного режима двухслойных разорванных облаков. На основе данных самолетного лазерного зондирования (ИОА СО РАН) создана модель стохастической геометрии верхней границы слоисто-кучевых облаков. Рассмотрено раздельное и совместное влияние флуктуаций коэффициента ослабления и высоты верхней границы слоисто-кучевых облаков на мелко- и крупномасштабные пространственные вариации поглощения, вертикальных и горизонтальных потоков солнечной радиации. Показано, что стохастическая геометрия и неоднородная внутренняя структура облаков оказывают значительное влияние на перенос излучения.

Для изучения радиационных эффектов *трехмерных* облачных полей весьма перспективным представляется использование численных моделей облакообразования с детальной микрофизикой (LES-моделей). С помощью таких моделей можно лучше понять физическую природу облачно-радиационного взаимодействия и выделить наиболее важные, в смысле воздействия на перенос излучения, параметры трехмерных облачных полей. Результаты таких исследований несомненно будут использованы при формулировке и решении задач дистанционного зондирования, а также при создании и тестировании радиационных моделей.

Построение новых схем параметризаций, основанных на реалистичных трехмерных моделях облаков, потребуют значительных затрат компьютерного времени. Поэтому маловероятно, что в течение ближайших нескольких лет удастся создать параметризацию, адекватно описывающую весь спектр пространственной изменчивости облаков. В этой связи для расчета статистических характеристик излучения в неоднородных облаках целесообразно строить малопараметрические облачные модели и разрабатывать приближенные методы, основанные на аналитическом усреднении стохастического уравнения переноса. Существующая статистически *однородная* модель разорванной облачности учитывает только *горизонтальную* неоднород-

ность облачного поля (случайное количество, расположение, размеры и форма основания вертикально однородных облаков). Созданная статистически неоднородная модель разорванной облачности является логическим развитием статистически *однородной* модели и позволяет учитывать как горизонтальную, так и вертикальную структуру облачного поля. Эта статистически неоднородная модель и полученные на ее основе уравнения для средней интенсивности нерассеянного излучения являются важным вкладом в развитие статистической теории переноса.

Дальнейший прогресс в создании и тестировании новых облачных моделей и более совершенных схем параметризации невозможен без экспериментальных данных о вероятностных свойствах трехмерных облачных полей и их радиационных свойствах. Для получения такой информации следует использовать данные *комплексных и одно-временных* измерений. Экспериментальные и теоретические исследования неоднородных облачных и радиационных полей в настоящее время переживают период бурного развития. Хочется выразить надежду, что в ближайшем будущем успехи в развитии статистической теории переноса будут еще более значительными и впечатляющими.

В заключение выражаем особую признательность академику Владимиру Евсеевичу Зуеву за постоянную поддержку этого научного направления. Также хотелось бы поблагодарить сотрудников Объединенного института мезомасштабных метеорологических исследований (Оклахома, США) и, прежде всего, профессоров Питера Ламба и Ефима Когана за полезное сотрудничество. Большой удачей для нас была щедрая помощь и внимание со стороны руководителей Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Program и особенно Тэда Кресса (*ARM Technical Director*) и Евы Барони (*ARM Program Administrator*), мы глубоко признательны им за предоставленную возможность активно участвовать в программе ARM.

Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке со стороны Отделения наук об окружающей среде при Министерстве энергетики США (в виде гранта Battelle PNL Contract 144880-A-Q1 для Объединенного института мезомасштабных метеорологических исследований), а также со стороны ONR (гранты № 00014-96-1-0687 и 00014-96-1-1112).

1. *Mikhailov G.A.* Asymptotic behavior of the moments of the distribution of the solution of the equation of radiation transfer in stochastic medium // *Izvestia. Atmospheric and Oceanic Physics.* 1984. V. 20. N 1. P. 12–17.
2. *Adams M.L., Larsen E.W., and Pomraning G.C.* Benchmark results for particle transport in a binary Markov statistical medium // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* № 1989. V. 42. P. 253–266.
3. *Davies A., Gabriel P., Lovejoy S., Schertzer D., and Austin G.L.* Discrete angle radiative transfer. Part III: Numerical results and atmospheric applications // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 11729–11742.
4. *Evans K.F.* A general solution for stochastic radiative transfer // *Geophys. Res. Lett.* 1993. V. 20. P. 2075–2078.
5. *Gabriel P., and Evans K.F.* Simple radiative transfer methods for calculating domain-averaged solar fluxes in inhomogeneous clouds // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. P. 858–877.
6. *Gabriel P., Lovejoy S., Davies A., Schertzer D., and Austin G.L.* Discrete angle radiative transfer. Part II: Renormalization approach for homogeneous and fractal clouds // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 11717–11728.
7. *Stephens G.L., Gabriel P.M., and Tsay S.-C.* Statistical radiative transport in one-dimensional media and its application to the terrestrial atmosphere // *J. Transport theory and statistical physics.* 1991. V. 20. P. 139–175.

8. *Vanderhaegen D.* Radiative transfer in statistically heterogeneous mixtures // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1986. V. 36. P. 557–561.
9. *Каргин Б.А.* Статистическое моделирование поля солнечной радиации в атмосфере. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1984. 206 с.
10. *Творогов С.Д.* Усреднение уравнения переноса излучения по стохастическим параметрам среды // *Оптика атмосферы и океана.* Т. 12. № 3. С. 258–261.
11. *Avaste O. and Vainikko G.* Calculation of the mean values of the intensities and fluxes in broken clouds. IAMAP/IAGA International Union of Geodesy and Geophysics, XV General Assembly. M., 1971. 24 p.
12. *Каргин Б.А., Пригарин С.М.* Моделирование стохастических полей кучевой облачности и исследование их свойств методом Монте-Карло. Новосибирск, 1988. 18 с. (Препринт/ВЦ СО АН СССР. № 817).
13. *Каргин Б.А., Пригарин С.М.* Имитационное моделирование кучевой облачности для исследования процессов переноса солнечной радиации в атмосфере методом Монте-Карло // *Оптика атмосферы и океана.* 1994. Т. 7. № 9. С. 1275–1287.
14. *Byrne R.N., Somerville R.C.J., and Subasilar B.* Broken-cloud enhancement of solar radiation absorption // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. P. 878–886.
15. *Помранинг Г.С.* Асимптотические уравнения переноса излучения в атмосфере с частичной облачностью // *Оптика атмосферы и океана.* 1996. Т. 9. № 1. С. 14–29.
16. *Помранинг Г.С.* Взаимодействия облако–радиация: модель Титова и другие модели // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. Т. 12. № 3. С. 215–221.
17. *Pomraning G.C.* Linear Kinetic Theory and Particle Transport in Stochastic Mixtures. World Scientific Publishing, Singapore. 1991. 235 p.
18. *Глазов Г.Н., Тумов Г. А.* Статистические характеристики коэффициента ослабления в разорванной облачности // *Изв. вузов. Физика.* 1975. № 9. С. 151–154.
19. *Titov G.A.* Statistical Description of Radiation Transfer in Clouds // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47. P. 14–38.
20. *Zuev V.E., and Titov G.A.* Radiative transfer in cloud fields with random geometry // *J. Atmos. Sci.* 1995. V. 52. P. 176–190.
21. *Зуев В.Е., Тумов Г.А.* Радиационные эффекты разорванной облачности // *Оптика атмосферы и океана.* 1995. Т. 8. № 1–2. С. 201–222.
22. *Зуев В.Е., Тумов Г.А.* Оптика атмосферы и климат. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА, 1996. 271 с.
23. *Barker H.W.* // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. P. 2289–2303.
24. *Barker H.W., Wielicki B.A., Parker L.* // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. P. 2304–2316.
25. *Chambers L.H., Wielicki B.A., Evans K.F.* // *J. Atmos. Sci.* 1997. V. 54. P. 1525–1532.
26. *Oreopoulos L., Davies R.* // *J. Climate.* 1998. V. 11. P. 933–944.
27. *Davis A., Marshak A., Gerber H., and Wiscombe W.* Horizontal structure of marine boundary layer clouds from centimeter to kilometer scales // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. N D6. P. 6123–6144.
28. *Cahalan R.F., and Snider J.B.* // *Remote Sens. Environ.* 1989. V. 28. P. 95–107.
29. *Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Bell T.L., Snider J.B.* // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51. P. 2434–2455.
30. *Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Gollmer S., and Harshvardhan.* // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51. P. 3776–3790.
31. *Marshak A., Davis A., Cahalan R.F., and Wiscombe W.J.* // *Phys. Rev.* 1994. V. E49. P. 55–79.
32. *Marshak A., Davis A., Wiscombe W.J., and Cahalan R.F.* Radiative smoothing in fractal clouds // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 26247–26261.
33. *Marshak A., Davis A., Wiscombe W.J., and Cahalan R.F.* Inhomogeneity effects on cloud shortwave absorption measurements: Two-aircraft simulations // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 16619–16637.
34. *Davis A., Marshak A., Cahalan R., and Wiscombe W.* The Landsat Scale Break as a Three-Dimensional Radiative Transfer Effect: Implications for Cloud Remote Sensing // *J. Atmos. Sci.* 1997. V. 54. N 2. P. 241–260.
35. *Marshak A., Davis A., Wiscombe W.J., and Cahalan R.F.* Effects of observed sub-mean-free-path variability on cloud radiation // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 19557–19567.
36. *Михайлов Г.А.* Численное построение случайного поля с заданной спектральной плотностью // *Докл. АН СССР.* 1978. Т. 238. № 4. С. 793–795.
37. *Михайлов Г.А.* Приближенные модели случайных процессов и полей // *Журн. вычисл. математики и мат. физики.* 1983. Т. 23. № 3. С. 558–566.
38. *Пригарин С.М.* Некоторые задачи теории численного моделирования случайных процессов и полей. Новосибирск: Изд. вычислительного центра СО РАН, 1994. 163 с.
39. *Пригарин С.М., Тумов Г.А.* Спектральные методы численного моделирования геофизических полей // *Оптика атмосферы и океана.* 1996. Т. 9. № 7. С. 993–1003.
40. *Тумов Г.А., Касьянов Е.И.* Потоки солнечной радиации в неоднородных слоистых облаках // *Оптика атмосферы и океана.* 1995. Т. 8. № 12. С. 1833–1842.
41. *Zuev V.E., Titov G.A., Kasyanov E.I., and Prigarin S.M.* Albedo and Transmittance of Inhomogeneous Stratus Clouds // *Proceedings of the Fifth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 19–23 March, 1995, San Diego, California, USA, CONF-9503140.* P. 389–392.
42. *Titov G.A.* Horizontal Transport and Absorption of Solar Radiation in Inhomogeneous Clouds // *Proceedings of the Sixth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 4–7 March, 1996, San Antonio, Texas, USA, CONF-9603149.* P. 313–317.
43. *Тумов Г.А.* Радиационные эффекты неоднородных слоисто-кучевых облаков: 1. Горизонтальный перенос // *Оптика атмосферы и океана.* 1996. Т. 9. № 10. С. 1295–1307.
44. *Тумов Г.А.* Радиационные эффекты неоднородных слоисто-кучевых облаков: 2. Поглощение // *Оптика атмосферы и океана.* 1996. Т. 9. № 10. С. 1308–1318.
45. *Titov G.A., and Kasyanov E.I.* Radiative Effects of Inhomogeneous Stratocumulus Clouds // *Proceedings of the International Radiation Symposium. 19–24 August, 1996, Fairbanks, Alaska, USA.* P. 78–81.
46. *Тумов Г.А., Касьянов Е.И.* Радиационные свойства неоднородных слоисто-кучевых облаков со стохастической геометрией верхней границы // *Оптика атмосферы и океана.* 1997. Т. 10. № 8. С. 843–856.
47. *Titov G.A., and Kasyanov E.I.* Radiative Properties of Stratocumulus Clouds: Influence of Stochastic Geometry // *Proceedings of the Seventh Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 3–7 March, 1997, San Antonio, Texas, USA, CONF-970365.* P. 369–372.
48. *Titov G.A.* Radiative horizontal transport and absorption in stratocumulus clouds // *J. Atmos. Sci.* 1998. V. 55. P. 2549–2560.
49. *Тумов Г.А.* Спектральный анализ отражательной способности слоисто-кучевых облаков // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. Т. 12. № 3. С. 191–197.
50. *Касьянов Е.И., Пригарин С.М.* Радиационные характеристики слоисто-кучевых облаков: Численное моделирование данных Landsat // 4-й Симпозиум «Оптика атмосферы и океана», 10–13 июня 1997 г. С. 114.
51. *Lovejoy S., Schertzer D., Silas P., Tessier Y., and Lavalley D.* The unified scaling model of atmospheric dynamics and systematic analysis of scale invariance in cloud radiances // *Ann. Geophys.* 1993. V. 11. P. 119–127.
52. *Goton K., and Fuji Y.* A Fractal dimensional analysis on the cloud shape parameters of cumulus over land // *J. Appl. Meteor.* 1998. V. 37. P. 1283–1292.
53. *Barker H.W.* A spectral analysis of albedo and bidirectional reflectances for inhomogeneous clouds // *Remote Sens. Environ.* 1995. V. 54. P. 113–120.
54. *Rys F.S., and Waldvogel A.* Fractal shape of hail clouds // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. P. 784–787.
55. *Stephens G.L. and Si-Chee Tsay.* On the cloud absorption anomaly // *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 1990. V. 116. P. 671–704.
56. *Rawlins F.* Aircraft measurements of the solar absorption by broken cloud fields: A case study // *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 1989. V. 115. P. 365–382.
57. *Hayasaka T., Kikuchi N., and Tanaka M.* Absorption of Solar Radiation by Stratocumulus Clouds: Aircraft Measurements and

- Theoretical calculations // *J. Appl. Meteorol.* 1995. V. 34. P. 1047–1055.
58. Zuev V.E., Titov G.A., and Zhuravleva T.B. Absorption of solar radiation in broken clouds // Proceedings of the Fifth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 19–23 March, 1995, San Diego, California, USA, CONF-9503140. P. 397–400.
 59. Duda D.P., Stephens G.L., Stevens B., and Cotton W.R. Effects of aerosol and horizontal inhomogeneity on the broadband albedo of marine stratus: Numerical simulations // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. P. 3757–3769.
 60. Benner T.C., Curry J.A., and Evans K.F. Effect of inhomogeneous cloud properties on 2-D longwave radiative transfer // Proceedings of the Eighth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 23–27 March, 1998, Tucson, Arizona, USA, DOE/ER-0738. P. 83–86.
 61. Kogan Y.L. The simulation of a convective cloud in a 3D model with explicit microphysics. Part I: Model description and sensitivity experiments // *J. Atmos. Sci.* 1991. V. 48. P. 1160–1189.
 62. Kogan Y.L., Khairoutdinov M.P., Lilly D.K., Kogan Z.N., and Liu Q. Modeling of stratocumulus cloud layers in a large eddy simulation model with explicit microphysics // *J. Atmos. Sci.* 1995. V. 52. P. 2923–2940.
 63. Kassianov E.I., Kogan Y.L., and Titov G.A. The Effect of Three-Dimensional Cloud Inhomogeneity on Shortwave Radiative Transfer // Proceedings of the Eighth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 23–27 March, 1998, Tucson, Arizona, USA; DOE/ER-0738. P. 359–363.
 64. Kassianov E.I., Kogan Y.L. Radiative Properties of 3D Stratocumulus Clouds in the near-IR Spectral Range // Proceedings of the Ninth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 22–26 March, 1999, San Antonio, Texas, USA.
 65. Kassianov E.I., Kogan Y.L. Radiative Horizontal Transport in Stratocumulus Clouds: Spectral Dependence // Abstracts for the AGU Spring Meeting, 1–4 June, 1999, Boston, USA. P. S70.
 66. Касьянов Е.И., Коган Е.Л., Титов Г.А. Перенос солнечного излучения в трехмерных слоисто-кучевых облаках: Влияние вертикальной неоднородности // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. Т. 12. № 3. С. 198–206.
 67. Ackerman S.A., and Cox S.K. // Aircraft observations of the short-wave fractional absorptance of non-homogeneous clouds // *J. Appl. Meteor.* 1981. V. 20. P. 1510–1515.
 68. Titov G.A., Zhuravleva T.B., and Zuev V.E. Parameterization of Radiative Properties of One-Layer Broken Clouds // Proceedings of the Sixth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, 4–7 March, 1996, San Antonio, Texas, USA, CONF-9603149. P. 319–322.
 69. Титов Г.А., Журавлева Т.Б. Параметризация потоков солнечной радиации в разорванной облачности // *Оптика атмосферы и океана.* 1997. Т. 10. № 7. С. 707–722.
 70. Tian L., and Curry J. Cloud Overlap Statistics // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 9925–9935.
 71. Minnis P., Smith W.L., Garber D.P., Ayers J.K., and Doelling D.R. Cloud Properties Derived from GOES-7 for Spring 1994 ARM Intensive Observing Period Using Version 1.0.0 of ARM Satellite Data Analysis Program // NASA reference publication 1366. 58 p.
 72. Глазов Г.Н., Титов Г.А. Уравнения моментов интенсивности излучения в разорванной облачности в марковском приближении // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1980. Т. 23. № 4. С. 424–431.
 73. Касьянов Е.И., Титов Г.А. Поле яркости отраженной солнечной радиации в условиях разорванной облачности: алгоритм расчета // *Оптика атмосферы и океана.* 1994. Т. 7. № 9. С. 1165–1174.
 74. Zuev V.E., Titov G.A., Kasyanov E.I., Zimin D.A., Astafurov V.G., and Bazhenov O.E. Optical Detection Through Broken Clouds (Task order number B239678) // Final report to Lawrence Livermore National Laboratory, USA. 1994. 104 p.
 75. Титов Г.А., Журавлева Т.Б. Сравнение двух методов расчета средних потоков солнечной радиации в двухслойной разорванной облачности (видимый диапазон) // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. Т. 12. № 3. С. 207–215.
 76. Галин В.Я. Схема учета разорванной облачности в атмосферной модели ИВМ РАН // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. Т. 12. № 3. С. 246–250.
 77. Bergman J.W., and Hendon H.H. Calculating Monthly Radiative Fluxes and Heating Rates from Monthly Cloud Observations // *J. Atmos. Sci.* 1998. V. 55. P. 3471–3491.
 78. Тихонов В.И., Миронов М.А. Марковские процессы. М.: Сов. радио, 1977. 488 с.

G.A. Titov, E.I. Kassianov. **Radiative Effects of Inhomogeneous Clouds.**

The state and the prospects of the radiative transfer theory in inhomogeneous clouds are discussed. Urgent problems of atmospheric optics are emphasized. It is shown that, for developing radiation parametrizations and solving remote sensing problems, the stochastic geometry and inhomogeneous, internal clouds structure should be taken adequately into account.