

Г.А. Титов

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ
СЛОИСТО-КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ*Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск
Национальная лаборатория Северо-западного побережья Тихого океана, США*

Поступила в редакцию 10.11.98 г.

Принята к печати 10.11.98 г.

С помощью численного моделирования исследуется влияние эффекта геометрического усреднения на пространственный спектр отраженной радиации в неоднородных слоисто-кучевых облаках. Представлен критический анализ объяснения излома пространственного спектра с помощью эффекта радиационного сглаживания.

1. Введение

Анализ изображений облаков, полученных с помощью спутника Landsat, показал, что во всем диапазоне наблюдаемых масштабов от ~ 100 км до ~ 30 – 100 м поле отраженной (в направлениях, близких к зениту) облаками радиации не является масштабно инвариантным [1, 2]. Для масштабов больше ~ 200 – 500 м пространственный спектр радиационного поля является степенным и имеет наклон, близкий к наклону степенного же пространственного спектра водозапаса (оптической толщины) облаков. Для меньших масштабов радиационное поле является гораздо более гладкой функцией, чем поле оптической толщины. Наличие такого излома означает существование некоторого характеристического масштаба, который разделяет два различимых масштабных режима или физических процесса, каждый из которых определяет флуктуации радиационного поля на соответствующих масштабах.

Очевидно, что макромасштабные флуктуации радиационного поля определяются изменчивостью водозапаса (оптической толщины) облаков. Что касается сглаживания радиационного поля на мелких масштабах, то физические [1] и статистические [2] гипотезы, а также геометрическое усреднение [3], связанное с конечным полем зрения реальных приемников, и радиационное сглаживание [4, 5], якобы обусловленное горизонтальными потоками радиации, были предложены для объяснения излома спектра. Нужно отметить, что все эти гипотезы и объяснения не являются хорошо аргументированными и мы до сих пор плохо понимаем физику этого явления.

Данная статья посвящена изучению эффекта геометрического усреднения, его влияния на пространственный спектр отраженной радиации в неоднородных слоисто-кучевых облаках, а также критике объяснения излома спектра, основанного на радиационном сглаживании. В следующем разделе кратко описываются используемая фрактальная модель слоисто-кучевых облаков и метод решения трехмерного уравнения переноса. В разделе 3 обсуждается влияние геометрического усреднения на пространственные спектры альbedo и отражательной (в различные телесные углы) способности облаков. Критический анализ слабостей и явных недостатков объяснения

излома спектра с помощью радиационного сглаживания содержится в разделе 4. Основные выводы сформулированы в заключении.

2. Фрактальная модель облаков и метод решения

В данной работе использована модифицированная фрактальная модель морских слоисто-кучевых облаков *Sc*, подробно описанная в [1, 6, 7]. Вместо каскадных процессов для построения численных реализаций пространственного распределения оптической толщины использованы спектральные методы моделирования случайных процессов (полей) [8]. Входными параметрами спектральной модели являются среднее $\langle \tau \rangle$, дисперсия D_τ и показатель наклона β энергетического спектра оптической толщины, моделируемой как случайный процесс с одномерным логнормальным распределением и степенным спектром. Непрерывная реализация этого процесса разбивается на $N_x = 2^{n_x}$ пикселей одинакового горизонтального размера $\delta x = 0,05$ км. Каждый пиксель имеет оптическую толщину τ_i , $i = 1, \dots, N_x$, являющуюся значением случайного процесса в точке, соответствующей левой стороне пикселя. Коэффициент ослабления определяется по формуле $\sigma_i = \tau_i/h$, где h – толщина облаков. Следующие значения входных параметров использованы в расчетах: $\langle \tau \rangle = 13$, $D_\tau = 29$, $\beta = 5/3$ и $h = 0,3$ км, которые являются типичными для морских *Sc* [6, 7]. Расчеты для каскадной модели [1, 6, 7] с $\delta x = 0,0125$ км и спектральной модели [8] с $\delta x = 0,01$ км специально отмечаются в тексте.

Численное моделирование взаимодействия солнечной радиации с неоднородными *Sc* облаками выполнено для индикатрисы рассеяния облака C_1 [9], вычисленной по теории Ми для длины волны $0,69$ мкм. Предполагается, что в видимом диапазоне длин волн нет поглощения жидкой водой и альbedo однократного рассеяния $\omega_0 = 1,0$. Альbedo подстилающей поверхности равно нулю, что приблизительно соответствует альbedo океана. Число пикселей $N_x = 2^{12} = 4096$, и при $\delta x = 0,05$ км длина облачной реализации составляет $204,8$ км. Направление входящей солнечной радиации задается зенитным Θ_0 и азимутальным ϕ_0 углами. Последний измеряется от координатной оси OX и равен нулю во всех вычислениях.

Уравнение переноса решается методом Монте-Карло с использованием периодических граничных условий. Для каждого пикселя альbedo и отражательная (в различные телесные углы) способность, а также интенсивность отраженной в зенит радиации, которую далее будем называть интенсивностью зенита, рассчитаны с помощью прямого моделирования. Относительная ошибка расчетов не превышает 1%.

3. Геометрическое усреднение

Пусть на верхнюю границу атмосферы падает единичный поток солнечной радиации. Отражательная способность $F(x, H_t, \Theta)$ в различные конусы угловой ширины Θ определяется формулой

$$F(x, H_t, \Theta) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Theta} \cos\vartheta I(x, 0, H_t, \vartheta, \varphi) \sin\vartheta d\vartheta, \quad (1)$$

где $I(x, 0, H_t, \vartheta, \varphi)$ – интенсивность отраженной радиации; H_t – высота верхней границы облаков; ϑ, φ – зенитный и азимутальный углы соответственно. По определению альbedo облаков $R(x) = F(x, H_t, 90^\circ)$.

Отражательная способность $F(x, H_t, \Theta)$ формируется за счет излучения, которое перед тем как достичь детектора было рассеяно в некотором эффективном объеме V_e (рис. 1). Этот объем содержит множество точек $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, попадающих в поле зрения детектора и удовлетворяющих неравенству $\sqrt{(x_0 - x)^2 + y_0^2 + (z_0 - H_t)^2} \leq R_e$. Здесь $R_e \leq h/\cos\Theta$ – эффективный радиус, зависящий от положения в пространстве и поля зрения детектора, зенитного угла Солнца, оптических свойств и толщины облаков $h = H_t - H_b$, H_b – высота нижней границы. Из простых физических соображений следует, что при $h = \text{const}$ и возрастании коэффициента ослабления облаков σ эффективный радиус уменьшается и в предельном случае $\sigma \rightarrow \infty$ $R_e \rightarrow 0$ детектор не выполняет интегрирования (усреднения) по пространству. Для удобства эффект, связанный с усреднением регистрируемого излучения по конечному полю зрения детектора, будем называть геометрическим усреднением.

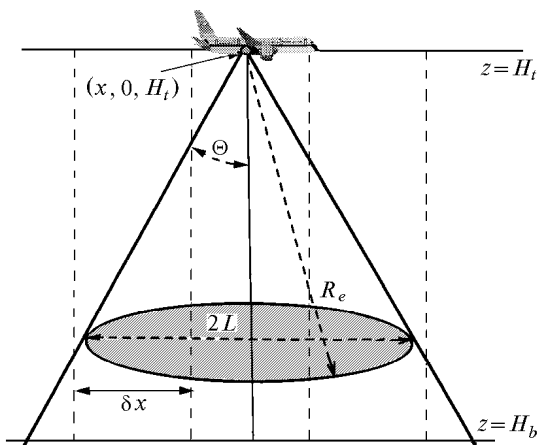


Рис. 1. Схематическая иллюстрация эффекта геометрического усреднения, обусловленного конечным полем зрения детектора

Этот эффект зависит от двух масштабных параметров – горизонтального размера пикселя δx и расстояния

$L = R_e \sin \Theta \leq h \operatorname{tg} \Theta$. При $L \leq \delta x/2$ детектор собирает излучение, рассеянное в пределах одного пикселя, и конечность поля зрения не приводит к сглаживанию (усреднению) случайного процесса $F(x, H_t, \Theta)$. При $L \gg \delta x$ много пикселей расположено в поле зрения приемника, поэтому геометрическое усреднение сглаживает случайный процесс $F(x, H_t, \Theta)$, который становится малочувствительным к облачным неоднородностям пространственных масштабов $r \sim \delta x$. Другими словами, в этом случае $F(x, H_t, \Theta)$ слабо зависит от мелкомасштабных облачных неоднородностей и является более гладкой функцией, чем при $L \leq \delta x/2$.

Баркер [3] изучал влияние геометрического усреднения на пространственные спектры альbedo, рассчитанного для детектора, расположенного на некотором расстоянии над верхней границей облаков. Он считает, что эффект геометрического усреднения не объясняет существование излома пространственного спектра альbedo и отсутствие такого излома для 5° отражательной способности $F(x, H_t, 5^\circ)$ в случае, когда расчеты поля отраженной радиации выполнены точно на верхней границе облаков. Баркер аргументирует этот вывод тем, что распределение расстояний между точками входа и выхода фотонов является практически идентичным для альbedo и $F(x, H_t, 5^\circ)$. Этот аргумент представляется неубедительным, так как совершенно непонятна взаимосвязь между идентичностью распределений расстояний между точками входа и выхода фотонов и действием эффекта геометрического усреднения. Далее, автор не рассматривает геометрическое усреднение в случае, когда детектор находится на верхней (или нижней) границе или внутри облаков, т.е. неявно утверждает, что в этом случае геометрическое усреднение можно не учитывать. Ниже покажем, что эффект геометрического усреднения играет ключевую роль при физической интерпретации пространственных спектров радиационного поля независимо от того, где расположен детектор – вне, на границах или внутри облаков.

Наглядной иллюстрацией эффекта геометрического усреднения является фрагмент реализации отношения $F(x, H_t, \Theta) / \overline{F(H_t, \Theta)}$, рассчитанного на верхней границе облаков для $\Theta = 10, 30, 60^\circ$ и двух зенитных углов Солнца $\Theta_0 = 0, 60^\circ$ (рис. 2). Здесь и далее черта сверху означает усреднение по реализации оптической толщины облаков. Для $h = 0,3$ км и $\Theta = 60^\circ$ максимальное значение $L_{\max} = h \operatorname{tg} 60^\circ \sim 0,5$ км и число пикселей, дающих вклад в $F(x, H_t, 60^\circ)$, может достигать 20. Из-за усреднения по столь большому числу пикселей отношение $F(x, H_t, 60^\circ) / \overline{F(H_t, 60^\circ)}$ является гораздо более гладкой функцией, чем $F(x, H_t, 10^\circ) / \overline{F(H_t, 10^\circ)}$, когда в поле зрения приемника находится не более 2 пикселей.

Пространственные спектры $F(x, H_t, \Theta)$ представлены на рис. 3. Если при каждом отдельном измерении прибор собирает (усредняет) излучение, приходящее от $\sim 10-20$ пикселей ($\Theta = 30-90^\circ$), то мелкомасштабные особенности радиационного поля сглаживаются и пространственный спектр $F(x, H_t, \Theta)$ имеет излом при некотором масштабе η . Усреднения по 2 пикселям недостаточно, чтобы сгладить $F(x, H_t, 10^\circ)$, и излом спектра не наблюдается. Последнее согласуется с расчетами Баркера [3], который отмечает отсутствие излома спектра для $F(x, H_t, 5^\circ)$.

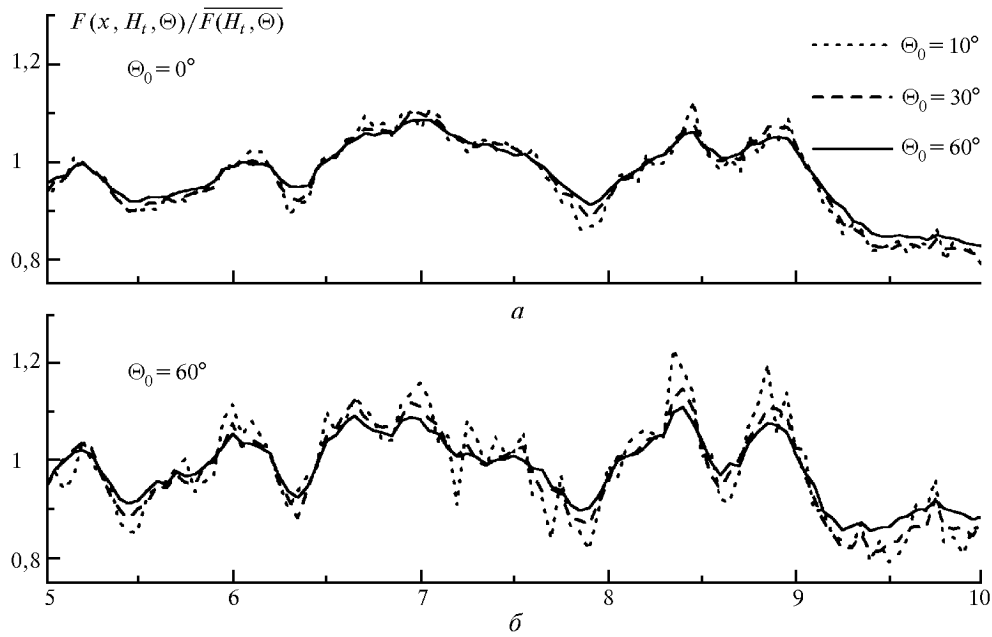


Рис. 2. Фрагмент реализации $F(x, H_t, \Theta) / \overline{F(H_t, \Theta)}$ для двух зенитных углов Солнца $\Theta_0 = 0$ (а) и 60° (б). При увеличении поля зрения детектора это отношение становится более гладкой функцией

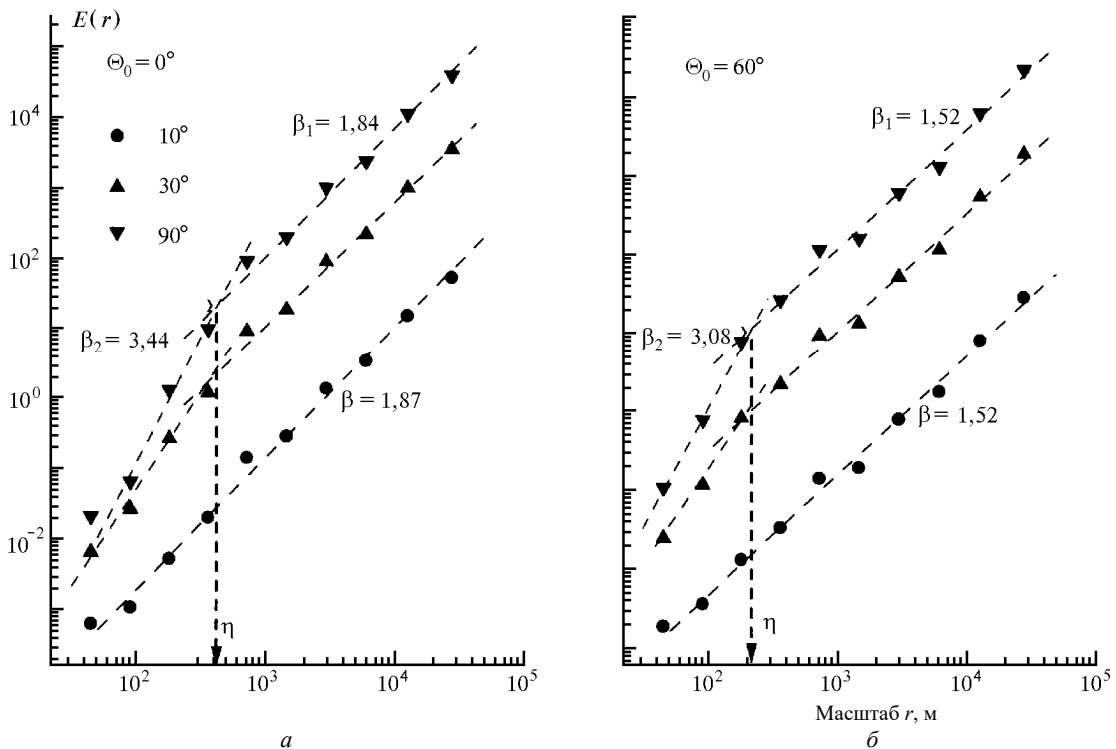


Рис. 3. Пространственные спектры отражательной способности в конусы различной угловой ширины $\Theta = 10, 30, 90^\circ$. Для 10° отражательной способности геометрическое усреднение слабо сглаживает радиационное поле и излом спектра отсутствует. С увеличением Θ_0 масштаб η уменьшается

При возрастании зенитного угла Солнца от 0 до 60° масштаб η , при котором происходит излом спектра, уменьшается примерно в 2 раза (см. рис. 3). Горизонтальные радиационные потоки E , обусловленные горизонтальной неоднородностью облаков, не могут вызвать такое уменьшение

масштаба η . Индикатриса рассеяния облаков имеет сильный пик вперед, и при наклонных углах Солнца увеличивается в среднем расстоянии, на котором пиксели могут обмениваться лучистой энергией, поэтому при увеличении Θ_0 радиус корреляции E возрастает, а не уменьшается (рис. 4,а).

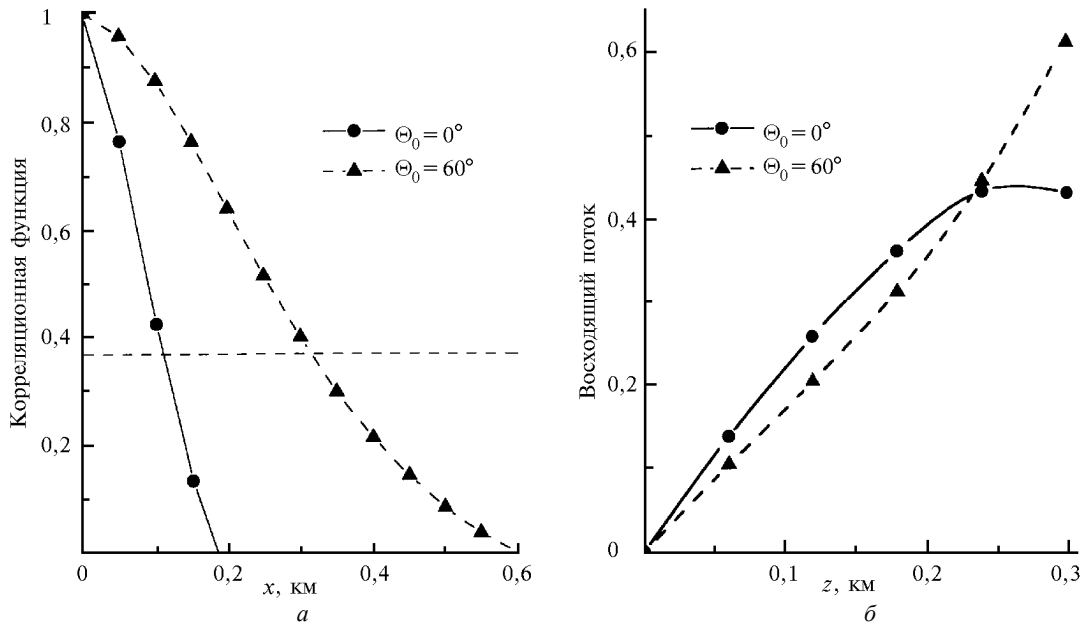


Рис. 4. Автокорреляционные функции горизонтального переноса (а) и средние восходящие потоки (б) для двух зенитных углов Солнца $\Theta_0 = 0$ и 60°

Возможным объяснением уменьшения масштаба η является тот факт, что при $\Theta_0 = 0$ солнечная радиация глубже проникает в облака, поэтому происходит усреднение по большому числу пикселей и эффективный радиус R_e возрастает. Для проверки этого объяснения были рассчитаны вертикальные профили средних (по реализации оптической толщины) восходящих потоков внутри ($0 \leq z \leq H_t - H_b$) неоднородных облаков (рис. 4,б). Видно, что при $z \leq 0,24$ км средний восходящий поток уменьшается при увеличении Θ_0 . Таким образом, при возрастании Θ_0 от 0 до 60° эффективный радиус действительно уменьшается и геометрическое усреднение успешно объясняет уменьшение масштаба η .

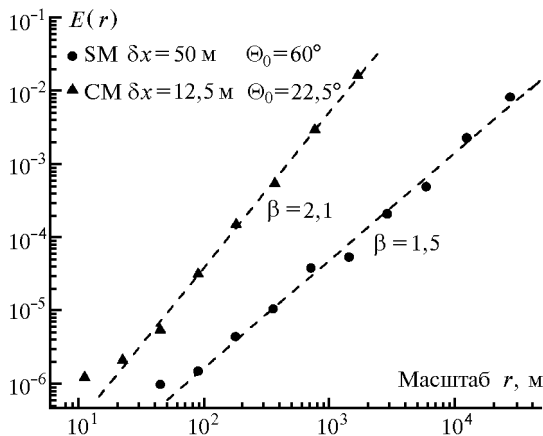


Рис. 5. Пространственные спектры интенсивности зенита для спектральной (SM) и каскадной (CM) моделей слоисто-кучевых облаков. Геометрическое усреднение отсутствует, поэтому нет излома спектра

Отсутствие излома спектра отражательной способности облаков при 5 и 10° позволяет предположить, что существует такое значение Θ_* , что $F(x, H_t, \Theta)$ имеет (не имеет) излом

спектра при $\Theta > \Theta_*$ ($\Theta < \Theta_*$). Если это предположение верно, то пространственный спектр интенсивности зенита $I(x, 0, H_t, 0, 0)$ не должен иметь излома. Случайные функции $I(x, 0, H_t, 0, 0)$ были рассчитаны для спектральной (SM) с $\delta x = 50$ м и каскадной (CM) с $\delta x = 12,5$ м моделей. Пространственные спектры интенсивности зенита не имеют излома (рис. 5), что подтверждает сделанное предположение.

Таким образом, результаты расчетов подтверждают важную роль геометрического усреднения в сглаживании радиационного поля и формировании излома спектра: если эффект геометрического усреднения мал или полностью отсутствует, то пространственный спектр измеряемого радиационного поля не имеет излома.

4. Радиационное сглаживание и излом спектра

При уменьшении поля зрения приемника эффект геометрического усреднения уменьшается, поэтому излом спектра $F(x, H_t, \Theta)$ отсутствует при $\Theta \leq 10^\circ$ (см. рис. 3) и, в частности, интенсивность отраженной в зенит радиации также не имеет излома спектра (см. рис. 5). Последнее не согласуется с выводами, сделанными Маршаком и др. [4] и Дэвисом и др. [5]. Используя каскадную модель слоисто-кучевых облаков и метод Монте-Карло, они получили, что *структурные функции* интенсивности зенита имеют излом спектра. Ссылаясь на теорему Винера–Хинчина для однородных и изотропных полей, они утверждают, что пространственный спектр также должен иметь излом. В этих работах читатель не найдет доказательств того, что с помощью численного моделирования получен излом *пространственного спектра* интенсивности зенита. Тем не менее авторы утверждают, что им удалось объяснить излом *пространственного спектра* данных, полученных с помощью спутника Landsat: «The mechanism of this scale break is now clear: horizontal radiative transport smoothes out the small-scale features of the underlying extinction field» [4]. Этот эффект горизонтальных радиационных потоков они называют радиационным сглаживанием.

Физический механизм радиационного сглаживания четко не определяется и обосновывается некоторыми интуитивными соображениями. Авторы ограничиваются визуальным сравнением реализаций интенсивности зенита, рассчитанных методом Монте-Карло и в приближении независимых пикселей. Очевидно, что такое сравнение не позволяет ответить на ключевой (с точки зрения обоснования предлагаемого ими объяснения) вопрос: «Всегда ли и почему горизонтальные радиационные потоки сглаживают мелкомасштабные особенности радиационного поля». Этот вопрос не является надуманным, поскольку известно, что горизонтальный перенос радиации может не только уменьшить, но и, наоборот, увеличивать амплитуду флуктуаций альbedo, выборочные значения которого могут существенно превосходить 1 [4, 10]. Альbedo, рассчитанные в приближении независимых пикселей $R_{IPA}(x)$ и методом Монте-Карло $R_{MC}(x)$, представлены на рис. 6. Визуальное сравнение показывает, что $R_{MC}(x)$ не выглядит более гладкой функцией, чем $R_{IPA}(x)$. Таким образом, горизонтальные потоки не всегда сглаживают радиационное поле и тем не менее $R_{MC}(x)$ в отличие от $R_{IPA}(x)$ имеет излом пространственного спектра (см. рис. 3). Напомним, что в приближении независимых пикселей геометрическое усреднение отсутствует.

В случае, когда мы рассматриваем интенсивность отраженной в зенит радиации, нет интегрирования по конечному полю зрения приемника и, следовательно, нет никакого геометрического усреднения. Для альbedo же этот эффект максимален. В этой связи вызывает недоумение, что структурные функции интенсивности зенита и альbedo имеют излом спектра при одном и том же масштабе [4, рис. 12]. Авторы не пытаются дать физическую интерпретацию этому факту.

Согласно [4, 5] характеристический масштаб η , при котором происходит излом спектра, пропорционален $\sqrt{\overline{\rho^2}}$, где $\overline{\rho^2}$ – второй момент распределения расстояния между точками входа фотона в облако и выхода из облака. В диффузионном приближении получена формула

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

где h – толщина облака; g – фактор асимметрии; τ – оптическая толщина. Для неоднородных облаков вместо τ предлагается использовать среднюю (по реализации) оптическую толщину $\bar{\tau}$. Из (2) следует, что $\sqrt{\overline{\rho^2}}$ зависит от стандартного набора параметров h , g и τ , определяющих перенос излучения в горизонтально однородных облаках, и не зависит от горизонтальной изменчивости оптических свойств облаков. Горизонтальные радиационные потоки, которые якобы определяют масштаб η , зависят прежде всего от горизонтального градиента оптической толщины, при вариациях которого характеристический масштаб η изменяется, тогда как $\sqrt{\overline{\rho^2}}$ остается прежним. Это означает, что между η и $\sqrt{\overline{\rho^2}}$ не существует однозначная взаимосвязь и $\sqrt{\overline{\rho^2}}$ не может, вообще говоря, определять η . Мы еще раз убедились в том, что классическая одномерная теория переноса излучения не способна физически объяснить и аккуратно количественно описать ра-

диационные эффекты, вызванные горизонтальной изменчивостью оптических свойств реальных облаков.

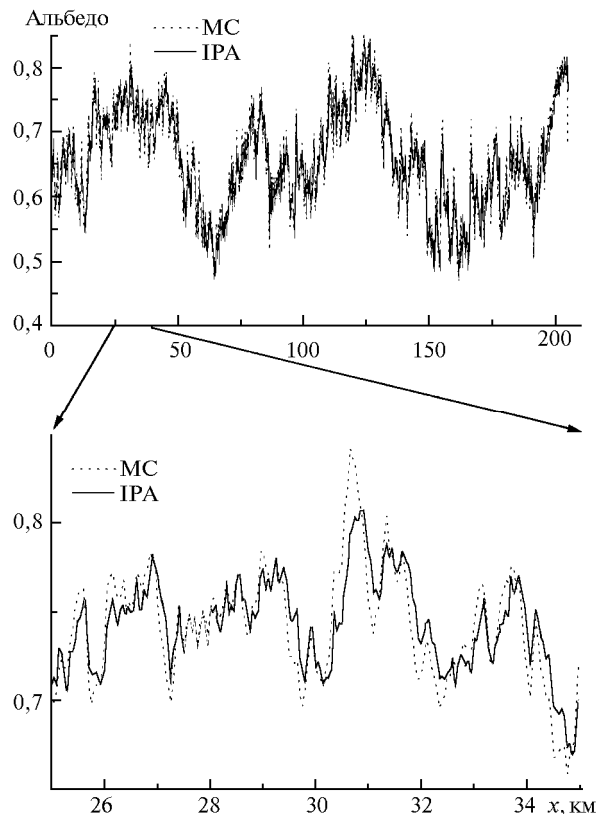


Рис. 6. Альbedo, рассчитанные в приближении независимых пикселей $R_{IPA}(x)$ и с помощью метода Монте-Карло $R_{MC}(x)$, как функции расстояния x (км) для зенитного угла Солнца $\Theta_0 = 60^\circ$; $R_{MC}(x)$ не выглядит более гладкой функцией, чем $R_{IPA}(x)$

Далее, из (2) следует, что при линейном преобразовании $h' \rightarrow \alpha h$ и $\tau'(x) \rightarrow \alpha^2 \tau(x)$ величина $\sqrt{\overline{\rho^2}}$ сохраняется и, следовательно, излом спектра должен происходить при одном и том же масштабе η . Для проверки этого утверждения были рассчитаны реализации отражательной способности $F(x, H_b, 10^\circ)$, $F(x, H_b, 30^\circ)$ и альbedo при значениях масштабного параметра $\alpha = 2,3$. Соответствующие пространственные спектры представлены на рис. 7. Наиболее важным результатом является то, что при $\alpha = 2,3$ не только $F(x, H_b, 10^\circ)$, но и $F(x, H_b, 30^\circ)$ не имеют излома спектра в отличие от случая, когда $\alpha = 1$ (см. рис. 3,а). Следовательно, при указанном линейном преобразовании пространственный спектр $F(x, H_b, 30^\circ)$ может иметь ($\alpha = 1$), а может и не иметь ($\alpha = 2,3$) излома спектра и ни о каком сохранении масштаба η не может идти речи. Что касается пространственного спектра альbedo, то при возрастании α от 1 до 3 масштаб η не остается постоянным, а увеличивается от $\sim 0,4$ до $\sim 0,6$ км.

Особенности пространственных спектров, представленных на рис. 3, 7, могут быть объяснены с помощью эффекта геометрического усреднения. Для отражательной способности $F(x, H_b, 30^\circ)$ эффективный радиус R_e , вероятно, уменьшается при увеличении оптической толщины, поэтому усреднение происходит по неболь-

шуму числу пикселей и при $\alpha = 2,3$ излом спектра отсутствует. Для альbedo же R_e , возможно, несколько увеличивается за счет возрастания толщины облаков h и детектор усредняет по большому числу пикселей, поэтому масштаб η увеличивается. Мы используем здесь слова «вероятно» и «возможно» с целью подчеркнуть, что зависимость эффективного радиуса от поля зрения приемника, геометрических и оптических параметров облаков, зенитного угла Солнца и альbedo подстилающей поверхности практически не изучена. В будущем нужно выполнить дополнительные исследования эффекта геометрического усреднения, учитывая его потенциальную значимость для улучшения физической интерпретации натурных измерений.

Представленные выше результаты 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 неверными. Кроме того, эти результаты дают нам основание усомниться в существовании самого эффекта радиационного сглаживания.

При масштабах меньше 0,1–0,2 км пространственные спектры альbedo и $F(x, H_t, \Theta)$ выглядят как спектры

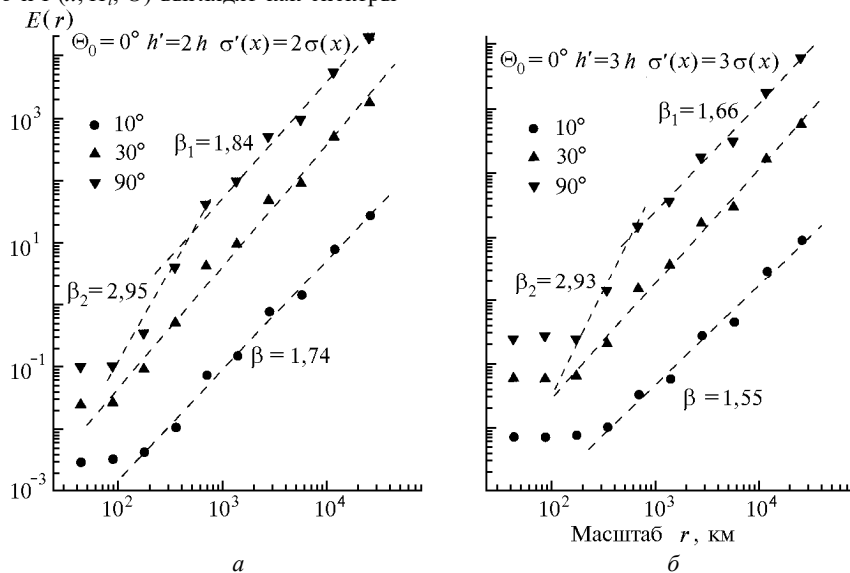


Рис. 7. Пространственные спектры отражательной способности для $\Theta_0 = 0^\circ$ и оптических толщин $\tau' = \alpha^2 \tau(x)$, $\alpha = 2$ (а) и 3 (б); нет излома спектра для 30° отражательной способности

5. Заключение

С помощью численного моделирования исследовано влияние эффекта геометрического усреднения на пространственные спектры отраженной радиации. Анализ результатов подтверждает в общем-то очевидный факт, что при интерпретации спектров отражательной способности геометрическое усреднение нужно учитывать независимо от того, где расположен детектор – вне, внутри или на границах облаков.

Если детектор собирает излучение с 1–2 пикселей, то он не способен сгладить флуктуации радиационного поля, пространственный спектр хорошо аппроксимируется степенным и излом спектра отсутствует. Усреднения по 10–20 пикселям достаточно, чтобы альbedo и отражательная способность были более гладкими функциями и их пространственные спектры имели излом. Важно отметить, что отсутствие излома спектра для малых полей зрения детекто-

рого свидетельствует о невозможности сгладить мелкомасштабные флуктуации радиационного поля за счет многократного рассеяния и/или горизонтальных потоков радиации, которые не зависят от поля зрения детектора. Из-за горизонтальных радиационных потоков амплитуда флуктуаций альbedo может возрасти, а его значения могут быть больше 1 [4, 10]. Альbedo, рассчитанное с помощью метода Монте-Карло, не выглядит более гладкой функцией, чем альbedo, рассчитанное в приближении независимых пикселей. Эти результаты и отсутствие излома спектра для 10° (при больших оптических толщинах) и 30° отражательной способности, а также интенсивности зенита доказывают, что горизонтальные радиационные потоки не способны так сгладить радиационное поле, чтобы пространственный спектр имел излом. Можно сделать вывод, что результаты наших расчетов не подтверждают объяснение излома спектра с помощью радиационного сглажива-

ния [4, 5]. Если детектор установлен на самолете, то наличие или отсутствие излома пространственного спектра отраженной радиации объясняется с помощью эффекта геометрического усреднения.

Из-за высокого пространственного разрешения (~ 30 м) и, следовательно, очень малого поля зрения детектора эффект геометрического усреднения, по-видимому, не может объяснить наличие излома пространственных спектров отраженной радиации, полученных при анализе данных спутника Landsat. Более пристальное внимание следует уделить статистическому объяснению, предложенному в [2]. Вероятно, излом спектра является следствием недостаточного объема выборки и (или) статистической неоднородности реальных облачных систем.

1. Cahalan R.F., Snider J.B. // Remote Sens. Environ. 1989. V. 28. P. 95–107.
2. Lovejoy S., Schertzer D., Silas P., Tessier Y., Lavallo D. // Ann. Geophys. 1993. V. 11. P. 119–127.
3. Barker H.W. // Remote Sens. Environ. 1995. V. 54. P. 113–120.
4. Marshak A., Davis A., Wiscombe W., Cahalan R. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. N D12. P. 26247–26261.
5. Davis A., Marshak A., Cahalan R., Wiscombe W. // J. Atmosph. Sci. 1997. V. 54. N 2. P. 241–260.
6. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Bell T.L., Snider J.B. // J. Atmosph. Sci. 1994. V. 51. N 16. P. 2434–2455.
7. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Gollmer S., Harshvardhan // J. Atmosph. Sci. 1994. V. 51. P. 3776–3790.
8. Prigarin S.M., Titov G.A. // Atm. Oceanic Opt. 1996. V. 9. N 7. P. 993–1003.
9. Deirmendjian D. // New York: American Elsevier, 298 p.
10. Titov G.A. // Atm. Oceanic Opt. 1996. V. 9. N 1. P. 5–13.

G.A. Titov. Spectral Analysis of Stratocumulus Clouds Reflectability.

The influence of geometric averaging effect on spatial spectrum of the reflected radiation in inhomogeneous stratocumulus clouds is studied by means of numerical simulation. The explanation of the spatial spectrum bend by the radiation smoothing effect is critically analyzed.