

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 531.521

Г.А. Титов, Т.Б. Журавлева

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Рассматривается новая параметризация радиационных свойств разорванных облаков, основанная на использовании в качестве параметра эффективного балла облачности. Установлена простая и однозначная связь между эффективными баллами облачности в видимой N_e^{vis} и коротковолновой области спектра $N_e^{sw} = f(N_e^{vis})$. Исследовано влияние эффектов, обусловленных стохастической геометрией облаков, на эффективное количество облаков в видимом диапазоне. Показано, что при расчетах N_e^{vis} можно пренебречь вариациями оптической толщины атмосферного аэрозоля ($0 \leq \tau_a \leq 0,22$) и изменчивостью микроструктуры облаков при фиксированной оптической толщине. Достоинствами предлагаемой параметризации является то, что, во-первых, она позволяет аккуратно учесть эффекты, обусловленные случайной геометрией облачных полей; во-вторых, создание численной модели N_e^{vis} не требует больших затрат компьютерного времени и, в-третьих, нет необходимости вносить большие изменения в радиационные коды МОЦА.

1. Введение

Для улучшения радиационных блоков моделей общей циркуляции атмосферы (МОЦА) необходимо разрабатывать методы расчета потоков коротко- и длинноволновой радиации, которые бы учитывали эффекты стохастической геометрии разорванной облачности. Очевидно, что при разработке новых радиационных блоков целесообразно максимально использовать достижения, которые уже получены в современной теории переноса излучения для плоскопараллельной модели облачности. Это позволило бы сократить затраты времени, необходимые для разработки схем параметризации радиационных свойств разорванных облаков, и свести к минимуму изменения, которые необходимо сделать для модернизации существующих радиационных кодов МОЦА.

Эти требования будут выполнены, если для описания эффектов 3-мерной геометрии разорванных облаков использовать эффективный балл облачности N_e , который определяется следующим образом. Средние радиационные потоки F_{bc} в разорванной облачности 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. Поскольку значения F_{pp} и F_{clr} могут быть рассчитаны на основе существующих радиационных кодов, задача сводится к нахождению быстрого и удобного способа расчета N_e .

Одна из первых параметризаций радиационных характеристик кучевых облаков на основе эффективного балла облачности была предложена в [1]. Суть идеи состоит в том, что радиационные свойства облачного поля полагаются эквивалентными соответствующим характеристикам некоторого эффективного облака, геометрические размеры и оптическая толщина которого возрастают с увеличением балла облачности. Очевидно, что эта параметризация не учитывает затенение и многократное рассеяние света между облаками, что приводит к систематическому занижению эффективного количества облаков при больших зенитных углах Солнца [2].

Модель облачного поля в виде регулярно расположенных в пространстве облаков одинаковой геометрической формы (цилиндры, параллелепипеды и т.д.) и оптической толщины – типа «шахматной доски» – рассматривается в работах [3–7]. В видимой области спектра в [6, 7] получена зависимость N_e от балла облачности N , зенитного угла Солнца ξ_λ и параметра $\gamma = H/D$, где H и D – высота и диаметр облаков. В этих расчетах не учитывалось влияние внеоблачной атмосферы и предполагалось, что альbedo подстилающей поверхности $A_s = 0$.

Данные параметризации не учитывают стохастической геометрии разорванной облачности. Поскольку радиационные характеристики нелинейно зависят от оптических и геометрических параметров облаков, эти модели не способны адекватно описывать перенос излучения в реальных разорванных облаках. Далее авторы упомянутых работ ограничиваются рассмот-

рением только видимого диапазона и не устанавливают связи между эффективными баллами облачности в видимой и коротковолновой областях спектра. Поэтому вопрос о возможности использования этих параметризаций для расчета интегральных (по спектру) потоков солнечного излучения остается открытым.

В данной статье решается задача разработки новой параметризации радиационного режима разорванной облачности, которая позволяет учесть эффекты, обусловленные случайной геометрией облачных полей, и в полной мере использовать результаты, полученные в ходе развития современных радиационных кодов МОЦА.

В настоящее время мы располагаем всем необходимым для того, чтобы решить эту задачу.

1) В пуассоновской модели разорванной облачности [8–10] получены уравнения для средней интенсивности и разработаны эффективные алгоритмы их решения методом Монте-Карло. Эти алгоритмы позволяют рассчитывать средние спектральные потоки солнечной радиации при небольших затратах компьютерного времени [11, 12]. Подробно исследованы спектральные и интегральные потоки коротковолновой радиации, а также поглощение разорванной облачностью [10, 13–15].

2) Рассчитаны средние спектральные и интегральные потоки восходящего и нисходящего излучения для 12 атмосферных уровней и 250 различных наборов значений входных параметров задачи. Последние варьировались в следующих пределах:

- оптическая толщина облаков $5 \leq \tau \leq 60$;
- балл облачности $0 \leq N \leq 1$;
- параметр $0 \leq \gamma \leq 2$, где $\gamma = H/D$, D – характерный горизонтальный размер облаков. Такие вариации параметра γ позволяют учитывать как слоистые ($\gamma \ll 1$), так и вытянутые по вертикали кучевые облака ($\gamma = 2$);
- зенитный угол Солнца $0^\circ \leq \xi_s \leq 75^\circ$;
- альbedo подстилающей поверхности A_s изменялось от 0,0 (океан) до 0,8 (свежевыпавший снег).

2. Модель и методы решения

Модель атмосферы и методы расчета потоков коротковолнового излучения в разорванной облачности подробно представлены в работе [12]. В этом разделе приводится их краткое описание.

Модельная атмосфера задается в интервале высот $0 \leq z \leq H_{atm}^f$ в виде совокупности горизонтально однородных слоев, характеризующихся постоянными метеопараметрами, концентрацией атмосферных газов и оптическими характеристиками аэрозоля. Разбиение атмосферы на слои целесообразно выбирать в соответствии с уровнями, на которых в МОЦА рассчитываются основные атмосферные параметры (см., например, [16, 17] и имеющуюся там библиографию). Потоки солнечной радиации рассчитаны на следующих 12 уровнях: 0; 0,5; 1; 1,5; 3; 5,5; 7; 9; 10; 12; 14; 16 км.

Аэрозольная модель. В пределах каждого слоя задаются: коэффициент ослабления σ_λ^a и альbedo однократного рассеяния w_λ^a (индекс « λ » обозначает длину волны). Вертикальная стратификация и спектральный ход оптических характеристик (σ_λ^a , w_λ^a) соответствуют среднециклической модели [18]. В расчетах предполагается, что коэффициент ослабления не зависит от длины волны и равен $\sigma_{\lambda=0,69 \text{ мкм}}^a$. Альbedo однократного рассеяния рассчитано для 6 длин волн: $\lambda = 0,69; 0,86; 1,06; 1,67; 2,36; 3,39$ мкм; для остальных значений λ величина w_λ^a получена на основе линейной интерполяции.

Спектральная изменчивость и высотный профиль индикатрисы рассеяния аэрозоля $g_\lambda^a(\omega, \omega', z)$ не учитываются. Индикатриса рассеяния рассчитана по теории Ми для дымки L и $\lambda = 0,69$ мкм [19].

Радиационные свойства облаков достаточно слабо (за исключением экстремальных ситуаций, например, пыльных бурь) зависят от оптических характеристик аэрозоля, поэтому использование в расчетах относительно простой модели аэрозоля является оправданным.

Газовая модель. Наиболее сильными поглотителями в видимой и ближней ИК-области спектра являются, как известно, водяной пар, углекислый газ и озон. Поскольку верхняя граница модельной атмосферы находится на высоте $H_{atm}^f = 16$ км, поглощением озона, максимум концентрации и, следовательно, поглощения которого лежит в интервале 20–30 км, будем пренебрегать.

Для учета поглощения солнечной радиации атмосферными газами используются различные модели функций пропускания. Поскольку в известной нам литературе нет данных о преимуществах использования той или иной функции пропускания и, как будет показано ниже, для предлагаемой параметризации вид последней не имеет принципиального значения, будем использовать функции пропускания водяным паром и углекислым газом, представленные в [20–22]:

$$P_{\Delta\lambda} = \exp(-\beta_{\Delta\lambda}(w^*)^{m_{\Delta\lambda}}). \quad (1)$$

Здесь $\Delta\lambda$ – спектральное разрешение (в интервале 0,7–3,6 мкм $\Delta\lambda$ составляет в среднем 0,01 мкм); w^* – эквивалентная (приведенная) масса поглощающего газа,

$$w^* = \frac{1}{\cos \theta} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \left(\frac{p(z)}{p_0}\right)^{n_{\Delta\lambda}} dz; \quad (2)$$

$\beta_{\Delta\lambda}$, $m_{\Delta\lambda}$, $n_{\Delta\lambda}$ – эмпирические коэффициенты; $\rho(z)$ и $p(z)$ – концентрация поглотителя и давление (атм) на высоте z , $p_0 = 1$ атм; θ – зенитный угол наблюдения. Для совместного учета поглощения водяным паром и углекислым газом функции пропускания, представленные формулой типа (2) для каждого из них, перемножаются.

В формулу (2) входит концентрация поглощающего газа $\rho(z)$, которая может варьироваться в зависимости от сезона и географической зоны. В наших расчетах вертикальный ход влажности соответствует лету умеренных широт [23]; углекислый газ считается равномерно перемешанным и его концентрация равна 330 ppm.

Необходимые для проведения расчетов оптические и метеорологические параметры атмосферы приведены в табл. 1 (каждый слой определяется его верхней границей).

Таблица 1

Вертикальный профиль оптических и метеорологических параметров атмосферы

Номер слоя	p , гПа	H , км	ρ , г/м ³	$\sigma_{\lambda}^a = 0,69$ мкм	$W_{\lambda}^a = 0,69$ мкм
	1000	0,0	–	–	–
1	950	0,5	9,33	$0,768 \cdot 10^{-1}$	0,862
2	900	1,0	7,95	$0,586 \cdot 10^{-1}$	0,908
3	850	1,5	6,77	$0,423 \cdot 10^{-1}$	0,933
4	700	3,0	4,96	$0,188 \cdot 10^{-1}$	0,947
5	500	5,5	2,09	$0,320 \cdot 10^{-2}$	0,923
6	400	7,0	0,578	$0,093 \cdot 10^{-2}$	0,958
7	300	9,0	0,158	$0,055 \cdot 10^{-2}$	0,967
8	250	10,0	$0,317 \cdot 10^{-1}$	$0,047 \cdot 10^{-2}$	0,966
9	200	12,0	$0,36 \cdot 10^{-2}$	$0,044 \cdot 10^{-2}$	0,966
10	150	14,0	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,022 \cdot 10^{-2}$	0,975
11	100	16,0	$0,068 \cdot 10^{-2}$	$0,021 \cdot 10^{-2}$	0,977

Подстилающая поверхность отражает падающее излучение по закону Ламберта с альбедо A_s .

Оптическая модель облачности. Облака выделены в виде отдельного слоя $H_{cl}^b \leq z \leq H_{cl}^t$, $H_{cl}^b = 1$ км, $H_{cl}^t = 1,5$ км. Оптическая модель облаков задается в виде случайных скалярных полей коэффициента ослабления $\sigma_{\lambda}(\mathbf{r})$ $\kappa(\mathbf{r})$, альбедо однократного рассеяния $w_{\lambda}(\mathbf{r})$ $\kappa(\mathbf{r})$ и индикатрисы рассеяния $g_{\lambda}(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}', \mathbf{r})$ $\kappa(\mathbf{r})$. Математическая модель поля $\kappa(\mathbf{r})$ строится на основе пуассоновских потоков точек на прямых и описана, например, в [8–10]. Будем предполагать, что внутри отдельных облаков оптические характеристики постоянны: $\sigma_{\lambda}(\mathbf{r}) = \sigma_{\lambda}$, $w_{\lambda}(\mathbf{r}) = w_{\lambda}$, $g_{\lambda}(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}', \mathbf{r}) = g_{\lambda}(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$.

Выбор пуассоновской модели разорванной облачности обусловлен следующими причинами.

1. Для статистически однородных облачных полей получена замкнутая система уравнений для средней интенсивности и разработаны эффективные алгоритмы ее решения методом Монте-Карло (метод замкнутых уравнений) [11]. Точность и границы применимости этих уравнений можно оценить путем сравнения с соответствующими расчетами, выполненными с помощью метода численного моделирования. Результаты сравнения показывают, что уравнения для средней интенсивности имеют приемлемую точность [24]. Метод замкнутых уравнений может быть использован для описания переноса излучения в любой статистически одно-

родной модели облаков, поскольку при расчете средних потоков и полей яркости можно пренебречь влиянием конфигурации основания облаков [25].

Формула для расщепления корреляций и уравнения для моментов интенсивности в случае немарковской статистики предложена в работах [26, 27]. Эти уравнения трудно использовать для решения практических задач, поскольку неизвестно, для каких конструктивно заданных случайных полей они описывают перенос радиации.

2. Конструктивный характер пуассоновской модели облаков позволяет связать ее входные параметры с данными натурных измерений и физически интерпретировать результаты вычислений. Сравнение рассчитанных статистических характеристик облачности и радиации с экспериментом показывает [10, 28], что уравнения для средней интенсивности в пуассоновской модели в главных чертах правильно описывают перенос радиации в кучевых облаках.

Форма реальных кучевых облаков является весьма причудливой и нерегулярной в широком диапазоне масштабов и существенно отличается от простейших геометрических тел (сфера, цилиндр, параллелепипед, усеченный опрокинутый параболоид). Для их адекватного описания разрабатываются более сложные модели, единственным способом расчета радиационных характеристик в которых является численное моделирование, требующее больших затрат компьютерного времени. По этой причине в настоящее время не разработаны схемы параметризации, основанные на более сложных и реалистичных моделях облаков.

Метод решения. Для расчета средних потоков излучения в статистически однородной разорванной облачности используется алгоритм метода Монте-Карло, разработанный для решения системы уравнений для средней интенсивности [10, 11]. Помимо таких традиционных преимуществ, как контролируемая точность, возможность выполнять расчеты при близких к реальным оптико-геометрическим параметрам облачного поля и учитывать эффекты многократного рассеяния света в облаках и их конечные горизонтальные размеры, этот алгоритм позволяет аккуратно учесть эффекты, обусловленные стохастической геометрией облаков.

Для повышения эффективности алгоритма расчета спектральных потоков в интервале $\{0,7 - 3,6 \text{ мкм}\}$ использован метод зависимых испытаний [29]. При реализации этого метода используются упрощения, которые основаны на известных спектральных зависимостях оптических параметров облаков и позволяют уменьшить трудоемкость алгоритма:

– облака имеют достаточно большой коэффициент ослабления σ_λ и его спектральный ход близок к нейтральному, поэтому в интервале $\{0,7 - 3,6 \text{ мкм}\}$ спектральной зависимостью σ_λ можно пренебречь;

– наиболее чувствительным к изменению длины волны из всех оптических характеристик является альbedo однократного рассеяния. Для того чтобы учесть спектральный ход w_λ , целесообразно рассчитать его значения для некоторого числа основных длин волн и интерполировать (например, линейно) для всех остальных значений λ . В качестве основных длин волн выберем такие, которые соответствуют локальным минимумам и максимумам действительной $m(\lambda)$ и мнимой $k(\lambda)$ частям показателя преломления воды (в соответствии с заданным спектральным разрешением), а также те значения λ , для которых характерно резкое увеличение (или уменьшение) производных $\frac{\partial m}{\partial \lambda}$, $\frac{\partial k}{\partial \lambda}$ [30]: 0,708; 0,76; 0,797; 0,917; 0,98; 1,07; 1,202; 1,426; 1,613; 1,86; 1,875; 1,92; 2,005; 2,224; 2,383; 2,503; 2,66; 2,634; 2,67; 2,706; 2,73; 2,751; 2,798; 2,905; 3,096; 3,199; 3,266; 3,275; 3,298; 3,309; 3,328; 3,34; 3,39; 3,44; 3,51; 3,58; 3,642 мкм;

– в спектральном подынтервале $\{0,7 - 2,7 \text{ мкм}\}$ альbedo однократного рассеяния $w_\lambda \approx 0,9 \div 1,0$, и, следовательно, вклад многократного рассеяния будет велик. Поэтому спектральную зависимость индикатрисы рассеяния облаков можно не учитывать и использовать в расчетах индикатрису рассеяния облаков $g_{\lambda = 0,706 \text{ мкм}}(\omega, \omega')$;

– в спектральном подынтервале $\{2,7 - 3,6 \text{ мкм}\}$ значение альbedo однократного рассеяния облачных капель невелико: $w_\lambda \approx 0,5 \div 0,8$. По этой причине основной вклад в средние потоки будут давать несколько первых кратностей рассеяния, наиболее чувствительных к изменениям индикатрисы рассеяния облаков. Для вычисления индикатрис рассеяния облаков в подынтервале $\{2,7 - 3,6 \text{ мкм}\}$ рассчитаны индикатрисы рассеяния для основных длин волн, а для всех остальных λ значения $g_\lambda(\omega, \omega')$ получены с помощью линейной интерполяции. Необходимый учет спектральной зависимости выполнен с помощью специальных вспомогательных весов.

Обоснование возможности использовать данный метод для расчета спектральных потоков излучения, его точность и эффективность (в смысле затрат компьютерного времени) подробно рассматриваются в [12].

3. Определение и некоторые свойства эффективного балла облачности

Дадим математическое определение эффективного количества облаков и исследуем некоторые его свойства. В силу того что граничные условия однородны и облачное поле статистически однородно, средние потоки являются функциями только одной координаты z .

Полный поток на высоте z для любого состояния атмосферы: «*clr*» – ясное небо, «*bc*» – разорванные облака, «*pp*» – сплошная облачность, определяется соотношением

$$F_i(z) = F_i^\downarrow(z) - F_i^\uparrow(z), \quad i = clr, bc, pp, \quad (3)$$

где $F_i^\downarrow(z)$ – потоки нисходящей и восходящей радиации. Отметим, что здесь и далее речь идет о потоках излучения в разорванной облачности, усредненных по ансамблю реализаций облачного поля. Согласно закону сохранения энергии поглощение в слое (z_1, z_2) равно (рис. 1)

$$A_i(z_1, z_2) = F_i(z_2) - F_i(z_1), \quad i = clr, bc, pp. \quad (4)$$

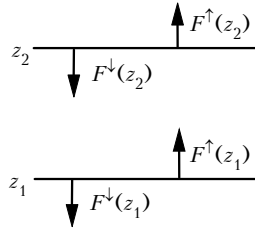


Рис. 1. Потоки восходящего и нисходящего излучения для слоя (z_1, z_2)

Полный поток радиации в разорванной облачности $F_{bc}(z)$ всегда можно представить в виде

$$F_{bc}(z) = N_e(z) F_{pp}(z) + [1 - N_e(z)] F_{clr}(z). \quad (5)$$

Параметр $N_e(z)$ будем называть эффективным баллом облачности. Если в формулу (5) подставить равенство (3), записанное для каждого $i = clr, bc, pp$, и сгруппировать вместе члены, относящиеся к потокам нисходящей и восходящей радиации, то получим соотношение

$$F_{bc}^{\downarrow(\uparrow)}(z) = N_e(z) F_{pp}^{\downarrow(\uparrow)}(z) + [1 - N_e(z)] F_{clr}^{\downarrow(\uparrow)}(z). \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) следует, что один и тот же эффективный балл облачности используется при вычислении полного, восходящего и нисходящего потоков излучения на высоте z .

Формулы (3)–(6) справедливы как для спектральных, так и для интегральных потоков излучения. В дальнейшем мы будем рассматривать интегральные потоки солнечной радиации в видимом $\{0,4-0,7 \text{ мкм}\}$ и коротковолновом $\{0,4-3,6 \text{ мкм}\}$ диапазонах спектра и будем обозначать их индексами «*vis*» и «*sw*» соответственно. Все значения потоков излучения выражены в относительных единицах.

3.1. Зависимость эффективного количества облаков от z

Величина $N_e(z)$ определяется из уравнения (5) или эквивалентного соотношения (6):

$$N_e(z) = \frac{F_{bc}(z) - F_{clr}(z)}{F_{pp}(z) - F_{clr}(z)} = \frac{F_{bc}^{\downarrow(\uparrow)}(z) - F_{clr}^{\downarrow(\uparrow)}(z)}{F_{pp}^{\downarrow(\uparrow)}(z) - F_{clr}^{\downarrow(\uparrow)}(z)} \quad (7)$$

Запишем первую из формул (7) на уровне z_1 и заменим $F_i(z_1)$, $i = clr, bc, pp$, соотношениями

$$F_i(z_1) = F_i(z_2) - A_i(z_1, z_2), \quad i = clr, bc, pp,$$

которые следуют из (4). Тогда

$$N_e(z_1) = \frac{F_{bc}(z_1) - F_{clr}(z_1)}{F_{pp}(z_1) - F_{clr}(z_1)} = \frac{F_{bc}(z_2) - F_{clr}(z_2) - [A_{bc}(z_1, z_2) - A_{clr}(z_1, z_2)]}{F_{pp}(z_2) - F_{clr}(z_2) - [A_{pp}(z_1, z_2) - A_{clr}(z_1, z_2)]} \quad (8)$$

При $A_i(z_1, z_2) = 0$, $i = clr, bc, pp$ из (8) следует, что $N_e(z_1) = N_e(z_2)$, т.е. при отсутствии поглощения эффективный балл облачности не зависит от z .

При наличии поглощения равенство выполняется только в том случае, когда

$$\frac{F_{bc}(z_1) - F_{clr}(z_1)}{F_{pp}(z_1) - F_{clr}(z_1)} = \frac{F_{bc}(z_2) - F_{clr}(z_2)}{F_{pp}(z_2) - F_{clr}(z_2)} = \frac{A_{bc}(z_1, z_2) - A_{clr}(z_1, z_2)}{A_{pp}(z_1, z_2) - A_{clr}(z_1, z_2)}.$$

В общем случае нам не удалось доказать справедливость последнего соотношения, поэтому нельзя утверждать, что эффективное количество облаков не зависит от z .

3.2. Связь между эффективными баллами облачности в видимой и коротковолновой областях спектра

Потоки коротковолновой радиации могут быть рассчитаны по формулам (5) и (6), если известно $N_e^{sw}(z)$. Один из возможных способов расчета эффективного балла облачности состоит в следующем:

- рассчитать F_{bc}^{sw} , F_{clr}^{sw} и F_{pp}^{sw} с подробным шагом по каждому из входных параметров задачи;
- вычислить значения $N_e^{sw}(z)$ по формуле типа (7);
- подобрать простые интерполяционные формулы для расчета $N_e^{sw}(z)$ при промежуточных значениях параметров.

Недостатком этого способа являются большие затраты компьютерного времени, поскольку для каждого фиксированного набора входных параметров необходимо рассчитывать ≈ 450 значений спектральных потоков. Эти затраты можно значительно уменьшить, если известна функция $N_e^{sw} = f(N_e^{vis})$, где величина $N_e^{vis}(z)$ определяется аналогично $N_e^{sw}(z)$:

$$N_e^{vis}(z) = [F_{bc}^{vis}(z) - F_{clr}^{vis}(z)] / [F_{pp}^{vis}(z) - F_{clr}^{vis}(z)]. \quad (9)$$

В видимом диапазоне поглощение в облаках отсутствует, а поглощение атмосферным аэрозолем незначительно. Поэтому как собственно поглощение, так и разности $[A_{pp}(z_1, z_2) - A_{clr}(z_1, z_2)]$ и $[A_{bc}(z_1, z_2) - A_{clr}(z_1, z_2)]$ малы по сравнению с $(F_{pp}(z_2) - F_{clr}(z_2))$ и $(F_{bc}(z_2) - F_{clr}(z_2))$ соответственно. Тогда из (8) следует, что зависимость $N_e^{vis}(z)$ от z можно пренебречь и считать, что $N_e^{vis}(z) = N_e^{vis}$.

Вклад видимого диапазона в коротковолновую область спектра достаточно велик, и эффекты, связанные со стохастической структурой облаков, не зависят от длины волны, поэтому можно предположить, что функция $N_e^{sw}(z) = f(z, N_e^{vis})$ будет достаточно простой и однозначной.

На рис. 2 представлен эффективный балл облачности $N_e^{sw}(z)$ как функция N_e^{vis} . Каждая точка на этом графике соответствует расчету при фиксированном наборе значений входных параметров. Значения $N_e^{sw}(z)$ и N_e^{vis} рассчитаны для потоков восходящего (а) и нисходящего (б) излучения на уровне верхней границы атмосферы $z = 16$ км и подстилающей поверхности $z = 0$ соответственно.

Зависимость $N_e^{sw}(z)$ от N_e^{vis} во всем диапазоне изменения входных параметров задачи достаточно хорошо описывается функциями вида

$$\begin{aligned} \tilde{N}_e^{sw}(z) &= N_e^{vis} (1,06 - 0,06 N_e^{vis}), \quad 0 \leq z \leq H_{cl}^b, \\ \tilde{N}_e^{sw}(z) &= N_e^{vis} (0,98 + 0,02 N_e^{vis}), \quad H_{cl}^t \leq z \leq H_{atm}^t, \end{aligned} \quad (10)$$

где \tilde{N}_e^{sw} – приближенное значение эффективного количества облаков. Значительные различия между $N_e^{sw}(z)$ и $\tilde{N}_e^{sw}(z)$ наблюдаются при больших альбедо поверхности ($A_s > 0,4$). В этих случаях значения F_{pp} , F_{clr} и F_{bc} близки друг к другу и величина N_e определяется с большой погрешностью.

Обозначим \tilde{F}_{bc}^{sw} полные потоки, рассчитанные по формуле (5), где вместо $N_e^{sw}(z)$ используется $\tilde{N}_e^{sw}(z)$:

$$\tilde{F}_{bc}^{sw}(z) = \tilde{N}_e^{sw}(z) F_{pp}^{sw}(z) + [1 - \tilde{N}_e^{sw}(z)] F_{clr}^{sw}(z). \quad (5')$$

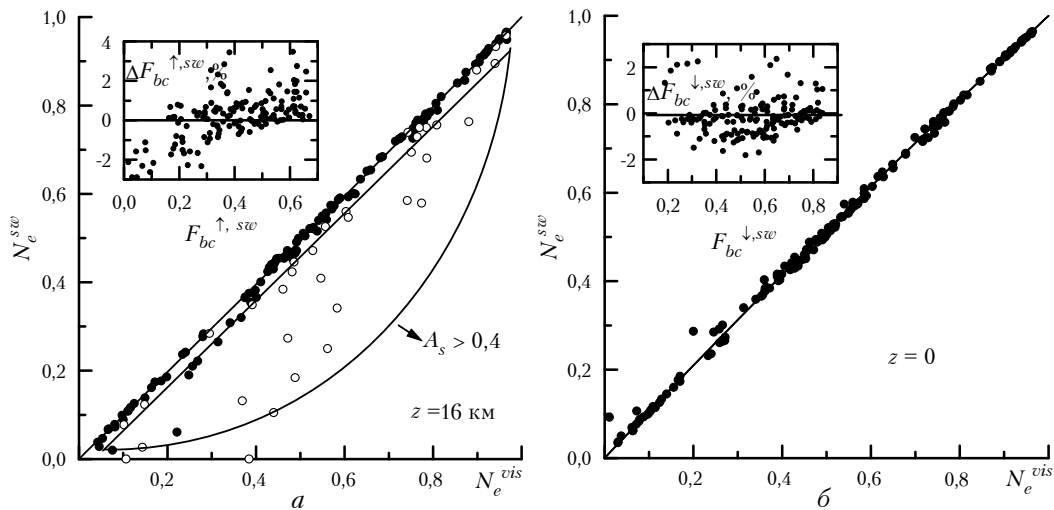


Рис. 2. Зависимость $N_e^{sw}(z)$ от N_e^{vis} и относительная погрешность расчетов $\Delta F_{bc}^{(\uparrow),sw}(z)$ для потоков восходящего (а) и нисходящего (б) излучения на высотах $z = 16$ км и $z = 0$ соответственно

Точность вычисления полных потоков по формуле (5') определим как

$$\Delta F_{bc}^{sw}(z) = 100\% [\tilde{F}_{bc}^{sw}(z) - F_{bc}^{sw}(z)] / [F_{bc}^{sw}(z)].$$

По формулам типа (5') рассчитываются также потоки восходящей и нисходящей коротковолновой радиации.

Из рис. 2 следует, что $|\Delta F_{bc}^{(\uparrow),sw}(z)|$ не превышает 3–4%. Расчеты показали, что это справедливо также и для $|\Delta F_{bc}^{sw}(z)|$. Редкие исключения, когда $|\Delta F_{bc}^{sw}(z)|$ увеличивается до 5–6%, соответствуют случаям $A_s > 0,6$. Заметим, что большие ошибки в расчете \tilde{N}_e^{sw} не приводят к большим погрешностям при восстановлении потоков коротковолновой радиации, т.к. при больших альбедо подстилающей поверхности $F_{bc}^{sw}(z)$, $F_{pp}^{sw}(z)$ и $F_{clr}^{sw}(z)$ (соответственно $F_{bc}^{(\uparrow),sw}(z)$, $F_{pp}^{(\uparrow),sw}(z)$ и $F_{clr}^{(\uparrow),sw}(z)$) мало отличаются друг от друга и в качестве $F_{bc}^{sw}(z)$ выбирается либо $F_{pp}^{sw}(z)$, либо $F_{clr}^{sw}(z)$.

4. Эффективное количество облаков в видимой области спектра

Поскольку вид функции $N_e^{sw} = f(N_e^{vis})$ установлен, то вычисление N_e^{sw} сводится к определению N_e^{vis} . Рассмотрим более подробно свойства эффективного количества облаков в видимой области спектра.

Вариации N_e^{vis} при изменении зенитного угла Солнца, балла облачности и параметра γ для модели облачного поля в виде регулярно расположенных в пространстве облаков подробно исследованы в работах [6, 7], где получены формулы для расчета N_e^{vis} . Однако эффекты, связанные с конечными размерами облаков, и, в частности, многократное рассеяние между облаками нелинейно зависят от расстояния между ними. Можно ли эти формулы использовать в облачных полях со стохастической геометрией? Для ответа на этот вопрос сравним значения N_e^{vis} , представленные в [6] и полученные в пуассоновской модели разорванной облачности при тех же параметрах облаков (рис. 3). Видно, что неучет стохастической геометрии облаков при больших зенитных углах Солнца и малых баллах облачности ($N \leq 0,4$) может привести как к завышению (при $\gamma = 0,5$ на 10%), так и занижению (при $\gamma = 2$ на 20%) потоков восходящей радиации $F_{bc}^{r,vis}$.

Таким образом, модели облачного поля, в которых по той или иной причине пренебрегают случайной геометрией облаков, могут привести к существенным ошибкам при вычислении средних радиационных характеристик разорванной облачности.

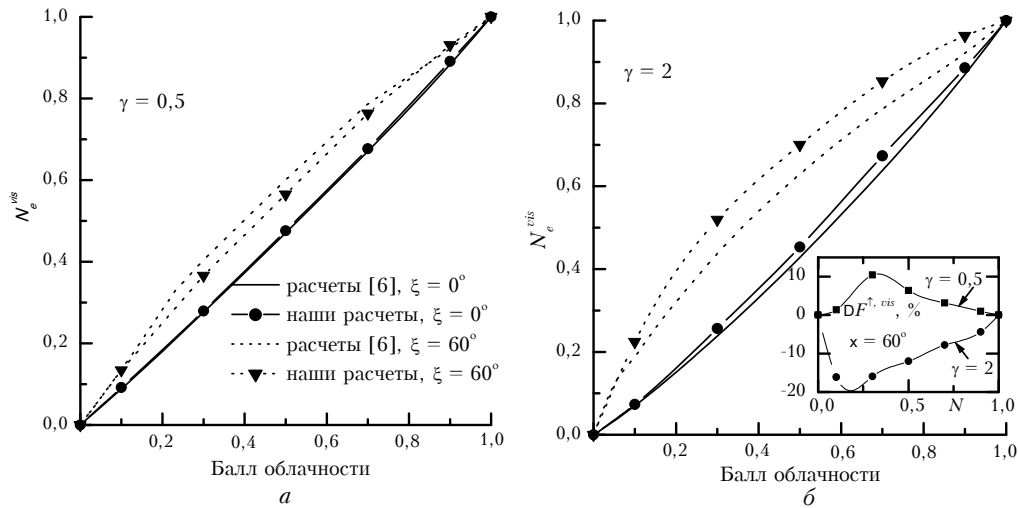


Рис. 3. Эффективное количество облаков в видимой области спектра в пуассоновской модели разорванной облачности и модели [6] («шахматная доска») при $\tau = 49$ и альbedo однократного рассеяния $w = 0,999$

В пуассоновской модели облаков не удастся получить формулы для вычисления N_e^{vis} . Один из возможных способов решения задачи об определении эффективного количества облаков состоит в создании численной модели. Это предполагает следующий порядок действий:

- рассчитать F_{bc}^{vis} , F_{clr}^{vis} и F_{pp}^{vis} с достаточно подробным шагом по каждому из входных параметров задачи;
- вычислить N_e^{vis} по формуле (9);
- разработать интерполяционные формулы для расчета эффективного количества облаков при промежуточных значениях параметров.

Затраты компьютерного времени, необходимые для создания численной модели N_e^{vis} , определяются количеством входных параметров задачи. Помимо указанных выше параметров – оптической толщины облаков τ , балла облачности N , параметра γ , зенитного угла Солнца ξ_A и альbedo подстилающей поверхности A_s – радиационные характеристики облаков зависят также от оптических свойств атмосферного аэрозоля и микроструктуры облаков.

Оптическая толщина аэрозоля τ_a мала по сравнению с оптической толщиной облачного слоя (в нашей модели $\tau_a = 0,11$). Поэтому можно предположить, что при расчете N_e^{vis} в некотором диапазоне вариаций τ_a можно пренебречь ее изменчивостью и использовать эффективное количество облаков, соответствующее некоторому среднему значению τ_a^* – $N_e^*(\tau_a^*)$. Обозначим $F_{bc}^{\downarrow(\uparrow),vis}(\tau_a^*, z)$ потоки излучения, рассчитанные по формулам типа (6) с использованием $N_e^*(\tau_a^*)$ вместо $N_e^{vis}(\tau_a)$. Расчеты показывают, что при увеличении τ_a от 0 до 0,22 и $\tau_a^* = 0,11$ относительное различие $F_{bc}^{\downarrow(\uparrow),vis}(\tau_a, z)$ и $F_{bc}^{\downarrow(\uparrow),vis}(\tau_a^*, z)$ не превосходит 3–4% (табл. 2). Это означает, что при расчетах N_e^{vis} влияние небольших вариаций τ_a можно не учитывать.

Таблица 2

Влияние оптической толщины атмосферного аэрозоля на средние потоки восходящей и нисходящей радиации для двух различных вариантов входных параметров задачи:
 $A_s = 0,0, \gamma = 2$; значения τ, N, ξ_A указаны в таблице; $\tau_a^* = 0,11$

τ, N, ξ_A	$\tau = 15; N = 0,1; \xi_A = 0^\circ$		$\tau = 15; N = 0,1; \xi_A = 0^\circ$	
Потоки излучения	$F_{bc}^{\uparrow,vis}(\tau_a)/F_{bc}^{\uparrow,vis}(\tau_a^*),$ $z = 1,5 \text{ км}$	$F_{bc}^{\downarrow,vis}(\tau_a)/F_{bc}^{\downarrow,vis}(\tau_a^*),$ $z = 1 \text{ км}$	$F_{bc}^{\uparrow,vis}(\tau_a)/F_{bc}^{\uparrow,vis}(\tau_a^*),$ $z = 1,5 \text{ км}$	$F_{bc}^{\downarrow,vis}(\tau_a)/F_{bc}^{\downarrow,vis}(\tau_a^*),$ $z = 1 \text{ км}$
$\tau_a = 0$	0,032/0,033	0,968/0,967	0,32/0,31	0,68/0,69
$\tau_a = 0,22$	0,040/0,041	0,960/0,957	0,32/0,33	0,66/0,65

Очевидно, что наибольшую чувствительность N_e^{vis} к вариациям микроструктуры облаков следует ожидать при небольших значениях их оптической толщины.

В табл. 3 представлены N_e^{vis} , полученные при различных индикатрисах рассеяния облаков C_1 (средний косинус угла рассеяния $\bar{\mu}_1 = 0,86$), C_3 ($\bar{\mu}_3 = 0,81$), C_6 ($\bar{\mu}_6 = 0,89$) [19] и фиксированной τ . Поскольку вариации N_e^{vis} невелики ($\leq 4\%$), потоки излучения изменяются незначительно ($\approx 1-2\%$), и при расчетах N_e^{vis} вариациями микроструктуры облаков также можно пренебречь.

Т а б л и ц а 3

Влияние микроструктуры облаков на N_e^{vis} при $\gamma = 2$, $\xi_\lambda = 0^\circ$, $A_s = 0,0$; значения τ и N приведены в таблице

Тип облака	$\tau = 5, N = 0,5$	$\tau = 15, N = 0,1$
C_1	0,436	0,067
C_3	0,44	0,069
C_6	0,435	0,065

Таким образом, эффективное количество облаков зависит от τ , N , γ , ξ_λ и A_s . Прежде чем переходить к созданию численной модели N_e^{vis} , необходимо определить оптимальный шаг по каждому из входных параметров задачи, с которым будут рассчитаны потоки излучения. Величину шага целесообразно выбирать такой, чтобы значения N_e^{vis} при промежуточных значениях τ , N , γ , ξ_λ и A_s , рассчитанные по формулам (9) и интерполяционным формулам, отличались в пределах относительной погрешности расчета N_e^{vis} – 3–4%.

Для определения N_e^{vis} мы рассчитали потоки излучения при следующих значениях:

- балл облачности $N = 0; 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9; 1,0$;
- параметр $\gamma = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,5; 2,0$;
- зенитный угол Солнца $\xi_\lambda = 0; 20; 40; 60; 80^\circ$;
- альbedo подстилающей поверхности $A_s = 0; 0,3; 0,6; 0,9$;
- оптическая толщина облаков $\tau = 5; 10; 15; 20; 40; 60$,

что соответствует 4340 различным комбинациям параметров задачи. Для удобства хранения и обработки результатов расчетов разработана база данных. Значения N_e^{vis} при промежуточных значениях N , γ , ξ_λ , A_s , τ рассчитываются на основе линейной интерполяции. Точность расчета N_e^{vis} по интерполяционным формулам практически во всем диапазоне изменения параметров составляет $\approx 3-4\%$.

Зависимость $F_{bc}^{\downarrow(\uparrow),vis}$ и их производных по τ , N , ξ_λ , D от оптических и геометрических параметров облаков и условий освещенности подробно обсуждается в [2, 31, 32], где также дана физическая интерпретация. Однако результаты, приведенные в этих работах, получены на основе достаточно ограниченного набора входных параметров задачи, что позволяет описать и понять лишь основные закономерности переноса излучения в разорванной облачности.

Выполненные при создании численной модели N_e^{vis} массовые расчеты дают возможность более детально проанализировать влияние каждого из входных параметров N , γ , ξ_λ , A_s , τ на радиационные характеристики разорванных облаков. В качестве иллюстрации на рис. 4–6 представлена разность $\Delta N_e = N_e^{vis} - N$, которая характеризует различия между потоками излучения в кучевой ($\gamma \approx 1$) и эквивалентной слоистой ($\gamma \approx 0$) облачности. На этих рисунках символы «+» и «-» соответствуют значениям параметров, для которых $\Delta N_e > 0$ и $\Delta N_e < 0$, а в областях, окрашенных в белый цвет, значение ΔN_e близко к нулю.

5. Заключение

Разработана новая параметризация радиационного режима разорванных облаков, основанная на использовании в качестве параметра эффективного балла облачности N_e . Его основными свойствами являются следующие: 1) для расчета полных потоков, а также восходящих и нисходящих потоков солнечной радиации используется одно и то же значение N_e ; 2) при наличии поглощения эффективное количество облаков является функцией высоты z , тогда как при отсутствии поглощения $N_e(z) = N_e = \text{const}$.

Установлена простая и однозначная связь между эффективными баллами облачности в видимой и коротковолновой областях спектра: $N_e^{sw} = f(N_e^{vis})$. Показано, что а) учет стохастич-

ческой геометрии облачного поля ведет к ошибкам (10–20%) при расчетах потоков излучения в разорванной облачности; б) небольшими вариациями оптической толщины атмосферного аэрозоля ($0 \leq \tau_a \leq 0,22$) и микроструктурой облаков при расчетах N_e^{vis} можно пренебречь.

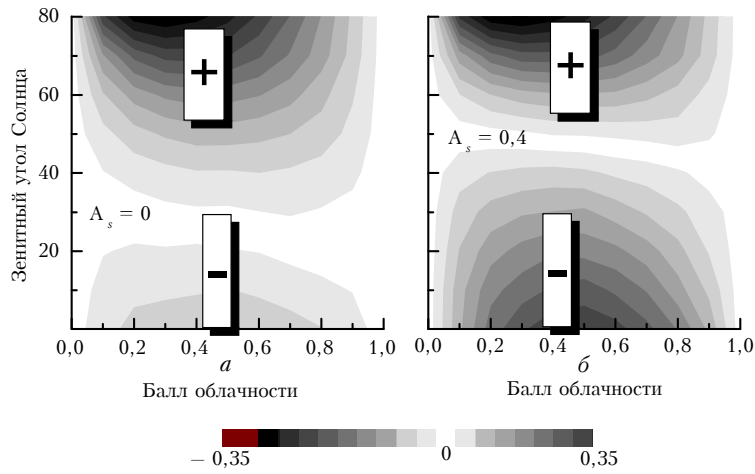


Рис. 4. Влияние зенитного угла Солнца и балла облачности на величину N_e^{vis} при $\gamma = 2$, $\tau = 15$ и $A_s = 0,0$ (а) и $A_s = 0,4$ (б)

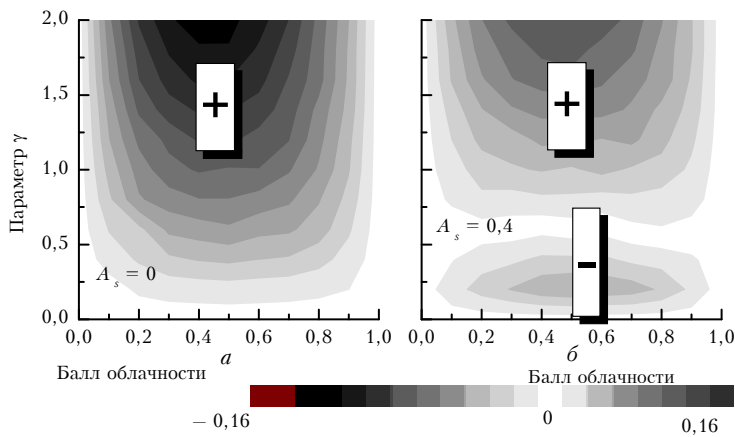


Рис. 5. Зависимость N_e^{vis} от балла облачности и параметра γ при $\tau = 15$, $\xi_\lambda = 60^\circ$ и $A_s = 0,0$ (а) и $A_s = 0,4$ (б)

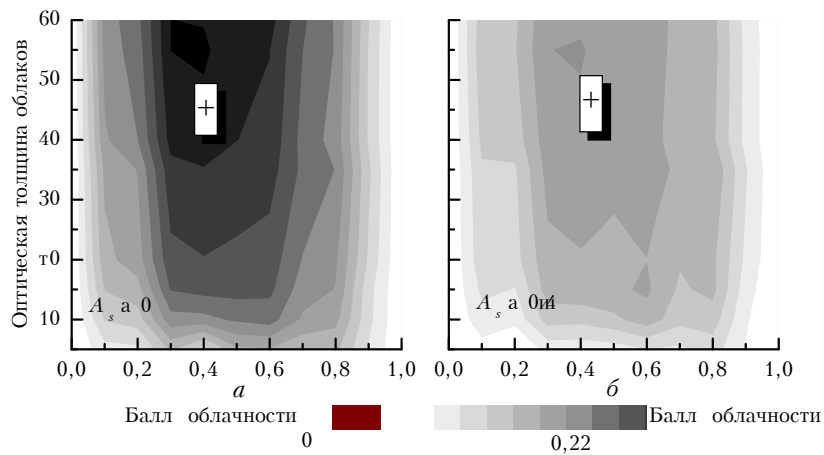


Рис. 6. Влияние оптической толщины облаков и балла облачности на величину N_e^{vis} при $\gamma = 2$, $\xi_\lambda = 60^\circ$ и $A_s = 0,0$ (а) и $A_s = 0,4$ (б)

К достоинствам предлагаемой параметризации следует отнести: 1) использование эффективного количества облаков в качестве параметра дает возможность аккуратно учесть эффекты, обусловленные случайной геометрией облаков; 2) наличие простой функциональной зависимости $N_e^{sw} = f(N_e^{vis})$ позволяет свести проблему расчетов потоков коротковолновой радиации к расчету N_e^{vis} ; 3) разработка численной модели N_e^{vis} не требует больших затрат компьютерного времени; 4) нет необходимости вносить существенные изменения в используемые ныне радиационные коды МОЦА.

Данная работа выполнена при поддержке DOE's ARM Program (контракт No 350114-A-Q1).

1. Schmetz // *Tellus*. 1984. A36. P. 417-432.
2. Титов Г. А. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1987. Т. 23. N 8. С. 851-858.
3. Harshvardhan // *J. Atm. Sci.* 1982. V. 39. N 8. P. 1853-1861.
4. Harshvardhan, Weinman // *J. Atm. Sci.* 1982. V. 39. N 3. P. 431-439.
5. Weinman J. A., Harshvardhan // *Appl. Optics*. 1982. V. 21. P. 2940-2944.
6. Welch R. M., Wielicki B. A. // *J. Atm. Sci.* 1984. V. 41. P. 3085-3103.
7. Welch R. M., Wielicki B. A. // *J. Atm. Sci.* 1985. V. 42. P. 2888-2897.
8. Титов Г. А. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1985. Т. 29. N 9. С. 940-948.
9. Титов Г. А. Статистическое описание переноса оптического излучения в облаках. Дис. ... докт. физ.-мат. наук (01.04.05). Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. 361 с.
10. Titov G. A. // *J. Atm. Sci.* 1990. V. 47. P. 24-38.
11. Скоринов В. Н., Титов Г. А. // *Методы и алгоритмы статистического моделирования*. Новосибирск: ВЦ СОАН СССР, 1983. С. 91-99.
12. Titov G. A., Zhuravleva T. B., Zuev V. E. // *JGR*. 1996. V. 102. ND2. P. 1819-1832.
13. Zuev V. E., Titov G. A., Zhuravleva T. B., Popov S. Yu. // *Proceedings of the Fourth ARM Science Team Meeting*. Charleston, South Carolina. 1994. P. 383-385.
14. Zuev V. E., Titov G. A., Zhuravleva T. B., Popov S. Yu. // *Proceedings of the Fourth ARM Science Team Meeting*. Charleston, South Carolina. 1994. P. 386-393.
15. Zuev V. E., Titov G. A., Zhuravleva T. B. // *Proceedings of the Fifth ARM Science Team Meeting*. Sun Diego, California. 1995. P. 365-369.
16. Ellingson R. G., Ellis J., Fels S. // *JGR*. 1991. V. 96 (D5). P. 8929-8954.
17. Fouquart Y., Bonnel B., and Ramaswamy V. // *JGR*. 1991. V. 96 (D5). P. 8955-8968.
18. Зув В. Е., Креков Г. М. *Оптические модели атмосферы*. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
19. Дейрменджан Д. *Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами*. М.: Мир, 1971. 298 с.
20. Голубицкий Б. М., Москаленко Н. И. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1968. Т. 4. N 3. С. 346-359.
21. Москаленко Н. И. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1969. Т. 5. N 11. С. 1179-1190.
22. Филиппов В. А. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1973. Т. 9. N 7. С. 774-775.
23. Зув В. Е., Комаров В. С. *Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы*. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 264 с.
24. Скоринов В. Н., Титов Г. А. // *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*. 1983. Т. 26. N 8. С. 971-980.
25. Зимин Д. А., Титов Г. А. // *Оптика атмосферы и океана*. 1994. Т. 7. N 7. С. 861-871.
26. Pomraning, G.C. *Linear Kinetic Theory and Particle Transport in Stochastic Mixtures*. World Scientific Publishing, Singapore, 1991.
27. Малваджи Ф., Помранинг Г. С. // *Оптика атмосферы и океана*. 1993. Т. 6. N 9. С. 1064-1090.
28. Журавлева Т. Б., Титов Г. А. // *Исследование Земли из космоса*. 1988. N 6. С. 20-26.
29. Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назаралиев М. А. и др. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике*. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
30. Зув В. Е. *Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере*. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
31. Касьянов Е. И., Титов Г. А. // *Оптика атмосферы*. 1990. Т. 3. N 10. С. 1108-1115.
32. Titov G. A. // *J. Atm. Sci.* 1995. V. 52. P. 176-190.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
27 декабря 1996 г.

G. A. Titov, T. B. Zhuravleva. **The Parameterization of Solar Radiative Fluxes in Broken Clouds.**

We consider a new approach to the parameterization of the radiative properties of broken clouds, which is based on the use of the effective cloud fraction as a parameter. A one-to-one simple relation between the visible and shortwave effective cloud fraction is established: $N_e^{sw} = f(N_e^{vis})$. The influence of effects caused by the random geometry of cloud fields on the visible effective cloud fraction is investigated. It is shown that to calculate N_e^{vis} one can disregard by variations in atmospheric aerosol optical depth ($0 \leq \tau_a \leq 0.22$) and variability of clouds microstructure at a fixed optical depth. The advantages of the parameterization proposed are following: (1) it allows the effects caused by the random cloud geometry to be taken into consideration accurately; (2) the development of the numerical model of N_e^{vis} is not time-consuming and (3) there is no need to make substantial changes to currently used GSM radiation codes.