

Е.И. Касьянов, Г.А. Титов

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ В УСЛОВИЯХ РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ: РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассматривается перенос ИК-излучения в разорванной облачности. Исследована зависимость дисперсии и корреляционной функции тепловой радиации от параметров облачного поля и условий наблюдения. Приведены оценки влияния рассеяния на вторые моменты поля яркости.

Изучение взаимосвязи статистических характеристик полей облачности и радиации необходимо для решения широкого круга научных и прикладных задач. Зависимости средней интенсивности теплового излучения от параметров облачного поля и условий наблюдения исследованы как с учетом [1], так и без учета эффектов многократного рассеяния [2]. Уравнения для второго момента интенсивности длинноволновой радиации получены и решены в [3]. В [1] показано, что если угол наблюдения $\xi < 60-70^\circ$, а оптическая толщина кучевых облаков $\tau > 15-20$, то при оценке средней интенсивности можно пренебречь рассеянием и рассматривать кучевые облака как абсолютно черные излучатели. В дальнейшем облака, в которых не учитываются эффекты рассеяния, будем называть «черными» облаками.

Цель настоящей статьи — исследование на основе результатов [3] зависимости дисперсии и корреляционной функции интенсивности теплового излучения от оптико-геометрических параметров облачного поля и условий наблюдения, а также определение границ применимости приближения «черные» облака при вычислении вторых моментов поля яркости.

Модель и метод решения. Статистически однородная и неизотропная модель облачного поля $\kappa(\mathbf{r})$ строится на пуассоновских потоках точек на прямых [4]. Входными параметрами модели являются балл облачности N , толщина H и горизонтальный размер D облаков, определяющий корреляционную функцию облачного поля.

Обозначим через $D_\varphi(\mathbf{x})$, $D_i(\mathbf{x})$ и $K_\varphi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$, $K_i(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ дисперсии и нормированные корреляционные функции интенсивности нерассеянной $\varphi(\mathbf{x})$ и диффузной $i(\mathbf{x})$ длинноволновой радиации [3], а через $D_0(\mathbf{x})$, $K_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ — статистические характеристики интенсивности «черных» облаков ($\lambda = 0$), где $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ — точка фазового пространства X координат и направлений, $\boldsymbol{\omega} = (a, b, c)$, λ — вероятность выживания кванта. Взаимные корреляционные функции интенсивности нерассеянной и диффузной радиации обозначим через $V_{\varphi,i}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$, $V_{i,\varphi}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$.

В работе [3] для оценки $D_i(\mathbf{x})$, $K_i(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ и $V_{i,\varphi}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ разработаны алгоритмы статистического моделирования, а для вычисления $D_\varphi(\mathbf{x})$, $D_0(\mathbf{x})$, $K_\varphi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$, $K_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ и $V_{\varphi,i}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ получены формулы:

$$D_\varphi(\mathbf{x}) = (I_z(\boldsymbol{\omega}) - (1 - \lambda)B_c)^2 D_j(\mathbf{x}); \quad (1)$$

$$D_0(\mathbf{x}) = (I_z(\boldsymbol{\omega}) - B_c)^2 D_j(\mathbf{x}); \quad (2)$$

$$V_{\varphi,i}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = (I_z(\boldsymbol{\omega}) - (1 - \lambda)B_c) V_{j,i}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2); \quad (3)$$

$$K_\varphi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = K_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = K_j(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2), \quad (4)$$

где $I_z(\boldsymbol{\omega})$ — интенсивность внешних источников на границах облачного поля; $B_c = B(T_c)$ — функция Планка при температуре изотермических облаков T_c ; $D_j(\mathbf{x})$ и $K_j(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ — статистические характеристики функции $j(\mathbf{x})$, подробно исследованные в [4], $V_{j,i}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ — взаимная корреляционная функция

$j(\mathbf{x})$ и $i(\mathbf{x})$ [5]. Функцию $j(\mathbf{x}) = \exp\left(-\frac{\sigma}{|c|} \int_{E_z} \kappa(\mathbf{r}') d\eta\right)$ можно интерпретировать как случайную интен-

сивность нерассеянного излучения в точке \mathbf{r} , при условии, что в точке $\mathbf{r}^{(0)} = (x^{(0)}, y^{(0)}, \xi) = r - \frac{z - \xi}{c} \boldsymbol{\omega}$,

$\xi = 0$, $c > 0$, $\xi = H$, $c < 0$ находится мононаправленный источник единичной мощности, излучающий в направлении $\boldsymbol{\omega}$; σ — коэффициент ослабления, $E_z = (0, z)$, $c > 0$, $E_z = (H, z)$, $c < 0$.

Дисперсия $D_i(\mathbf{x})$ и нормированная корреляционная функция $K_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ интенсивности суммарной радиации $I(\mathbf{x}) = \varphi(\mathbf{x}) + i(\mathbf{x})$ имеют вид

$$D_I(\mathbf{x}) = D_{\varphi}(\mathbf{x}) + D_i(\mathbf{x}) + V_{i,\varphi}(\mathbf{x}) + V_{\varphi,i}(\mathbf{x}), \quad (5)$$

$$K_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{1}{D_I(\mathbf{x})} \{D_{\varphi}(\mathbf{x}) K_{\varphi}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) + D_i(\mathbf{x}) K_i(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) + V_{i,\varphi}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) + V_{\varphi,i}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)\}. \quad (6)$$

В дальнейшем для сокращения записи мы не будем указывать аргументы у дисперсий и корреляционных функций.

Если приемники ориентированы в зенит ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_{\perp} = (0, 0, 1)$) или надир ($\omega_{\perp} = (0, 0, -1)$), то уравнения (1)–(6) существенно упрощаются. В этом частном случае [4, 5]

$$D_j = N(1 - N)(1 - e^{-\tau})^2, \quad K_j = e^{-A(\Delta x + \Delta y)}, \quad (7)$$

$$V_{j,i} = (N - 1) \langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle (1 - e^{-\tau}) e^{-A(\Delta x + \Delta y)}, \quad (8)$$

где $A \sim 1/D$, $\Delta x = |x_1 - x_2|$, $\Delta y = |y_1 - y_2|$, τ – оптическая толщина облаков, $\tilde{z} = H$, $c > 0$, $\tilde{z} = 0$, $c < 0$.

Рассмотрим статистические характеристики яркости диффузной радиации D_i , K_i и $V_{i,\varphi}$. Из формул (33, 34) [3] следует, что при $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{\perp}$

$$|x_0 - x_2| = \Delta x, \quad |y_0 - y_2| = \Delta y, \quad (9)$$

где $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ – точка первого столкновения. Согласно [5], при $A(\omega_{\perp}) = A(|a| + |b|) = 0$ имеем

$$\langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle = Nu(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) = \langle \mathbf{z}(\mathbf{r}) i(\mathbf{r}, \omega_{\perp}) \rangle. \quad (10)$$

С учетом (9), (10) искомые корреляции можно представить в следующем виде:

$$D_i K_i = ((1 - N) \langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle^2 / N) e^{-A(\Delta x + \Delta y)}, \quad (11)$$

$$V_{i,\varphi} = (1 - N) ((1 - \lambda) B_c - I_z(\omega_{\perp})) \langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle (1 - e^{-\tau}) e^{-A(\Delta x + \Delta y)}. \quad (12)$$

Из (3), (4) и (7), (8) и (11), (12) следует, что нормированные корреляционные функции K_{φ} , K_i , $V_{i,\varphi}$ и $V_{\varphi,i}$ совпадают с корреляционной функцией закрытости зенита (надира) облаками

$$\tilde{K} = e^{-A(\Delta x + \Delta y)}, \quad (13)$$

а дисперсии яркости имеют вид

$$D_0 = N(1 - N) (I_z(\omega_{\perp}) - B_c)^2 (1 - e^{-\tau})^2, \quad (14)$$

$$D_{\varphi} = N(1 - N) (I_z(\omega_{\perp}) - (1 - \lambda) B_c)^2 (1 - e^{-\tau})^2, \quad (15)$$

$$D_i = (1 - N) \langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle^2 / N, \quad (16)$$

$$V_{i,\varphi} = V_{\varphi,i} = (1 - N) ((1 - \lambda) B_c - I_z(\omega_{\perp})) \langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle (1 - e^{-\tau}), \quad (17)$$

$$D_I = N(1 - N) (I_z(\omega_{\perp}) - (\alpha \langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega_{\perp}) \rangle + (1 - \lambda) B_c))^2 (1 - e^{-\tau})^2, \quad (18)$$

где $\alpha = 1/(N(1 - e^{-\tau}))$.

В [4], [5] показано, что в асимптотике $\gamma = \frac{H}{D} \rightarrow 0$ корреляционные функции стремятся к единице,

$$D_j = N(1 - N) (1 - e^{-\tau/\bar{I}c\bar{I}})^2, \quad (19)$$

$$\langle i(\tilde{\mathbf{z}}, \omega) \rangle = Ni_{0,s}(\tilde{\mathbf{z}}, \omega), \quad (20)$$

где $i_{0,s}(\tilde{z}, \omega)$ — интенсивность рассеянного излучения в сплошном однородном облачном слое. Используя (19), (20), нетрудно показать, что формулы (14)–(18) можно использовать для расчета дисперсий яркости тепловой радиации, модулированной слоистыми облаками ($\tau \ll 1$), частично покрывающими небосвод, при любых углах наблюдения с заменой τ на $\tau/|c|$ и ω_{\perp} на ω .

Результаты расчетов. Известно, что в окне прозрачности атмосферы 8–13 мкм поглощение атмосферными газами очень слабое [6], поэтому в пределах облачного слоя для данного спектрального интервала будем учитывать взаимодействие излучения только с облачным веществом. Если пренебречь рассеянием в надоблачной и подоблачной атмосфере, то поглощение и излучение аэрозолем и атмосферными газами можно легко учесть через граничные условия (функцию $I_z(\omega)$). Очевидно, что при сделанных выше предположениях аэрозольно-газовая атмосфера не оказывает влияния на качественную зависимость статистических характеристик интенсивности длинноволновой радиации от параметров задачи, поэтому для простоты не будем учитывать влияние внеоблачной атмосферы на перенос тепловой радиации. Подстилающая поверхность (ПП) является абсолютно черным излучателем, имеющим температуру $T_s = 290$ К. Из определения функции $I_z(\omega)$ следует, что на нижней границе облачного слоя $I_z(\omega) = B_s$ при $c > 0$, а на верхней границе $I_z(\omega) = 0$ при $c < 0$, где $B_s = B(T_s)$. Изотермические облака при температуре $T_c = 255$ К имеют толщину $H = 1$ км и горизонтальный размер $D = 0,5$ км. Заданные значения T_s и T_c характерны для средних температур ПП и облаков среднего яруса в летний период на территории СССР [7]. Индикатриса рассеяния и вероятность выживания кванта рассчитаны по теории Ми для длины волны 10 мкм и облака С1 [8]. Следует отметить, что для заданных температур функции Планка ПП и облаков отличаются почти в два раза. Азимутальный угол, отсчитываемый от плоскости XOZ , равен нулю, значения остальных параметров указаны в подписях к рисункам.

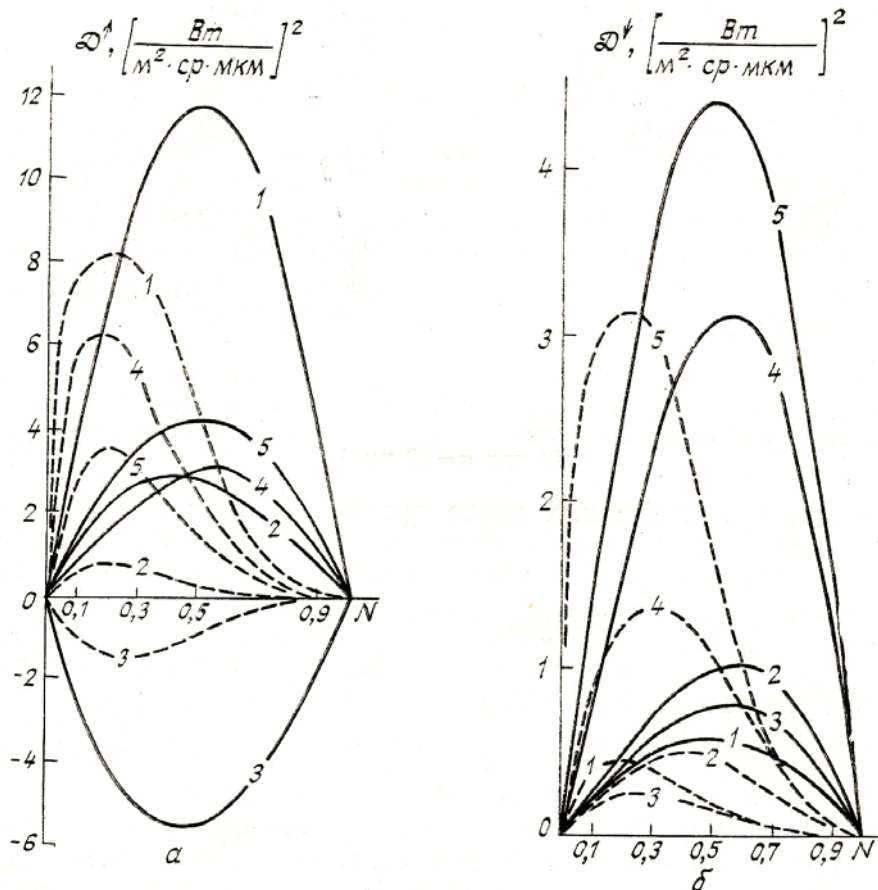


Рис. 1. Зависимость дисперсий интенсивности восходящего (а) и нисходящего (б) излучения от зенитного угла наблюдения и балла облачности при $\sigma = 5 \text{ км}^{-1}$. Здесь и на рис. 2 сплошные кривые ($\xi = 0^\circ$), штриховые ($\xi = 60^\circ$), 1— D_ϕ , 2— D_i , 3— $\tilde{V}_{i,\phi}$, 4— D_I , 5— D_0

Влияние балла облачности N и зенитного угла наблюдения ξ на дисперсию интенсивности восходящей (\uparrow) и нисходящей (\downarrow) радиации D_I и ее составляющих (см. (5)) иллюстрирует рис. 1. Здесь и на рис. 2—3 представлена полусумма $(V_{i,\phi} + V_{\phi,i})/2$, которую для удобства обозначим через $\tilde{V}_{i,\phi}$.

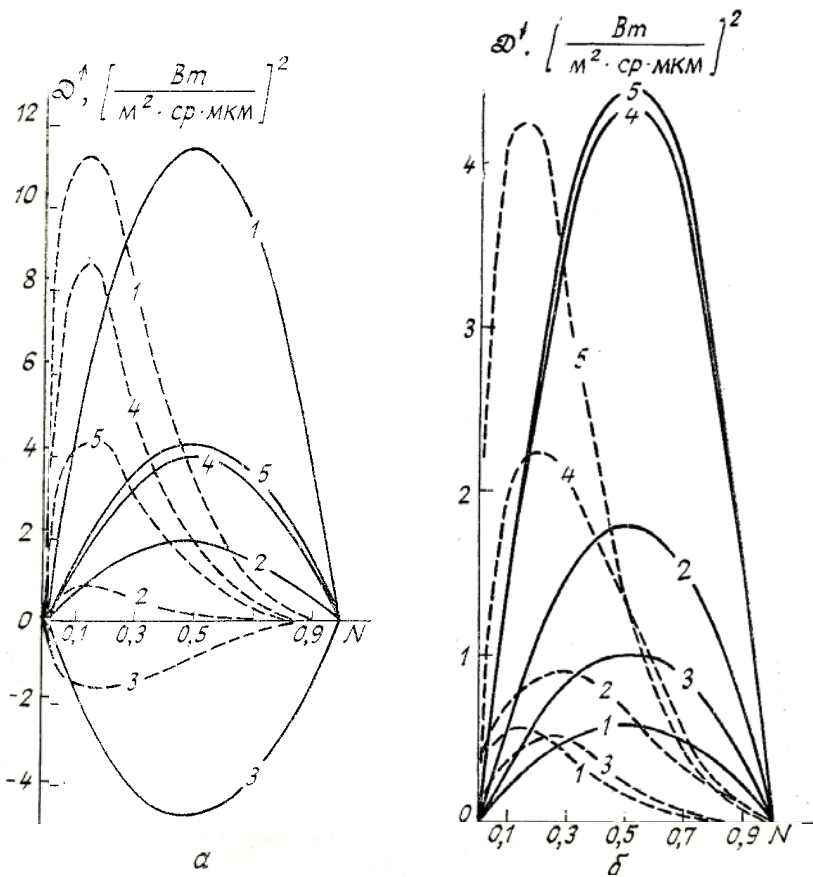


Рис. 2. Влияние зенитного угла наблюдения и балла облачности на дисперсии интенсивности восходящей (а) и нисходящей (б) радиации при $\sigma = 40 \text{ км}^{-1}$

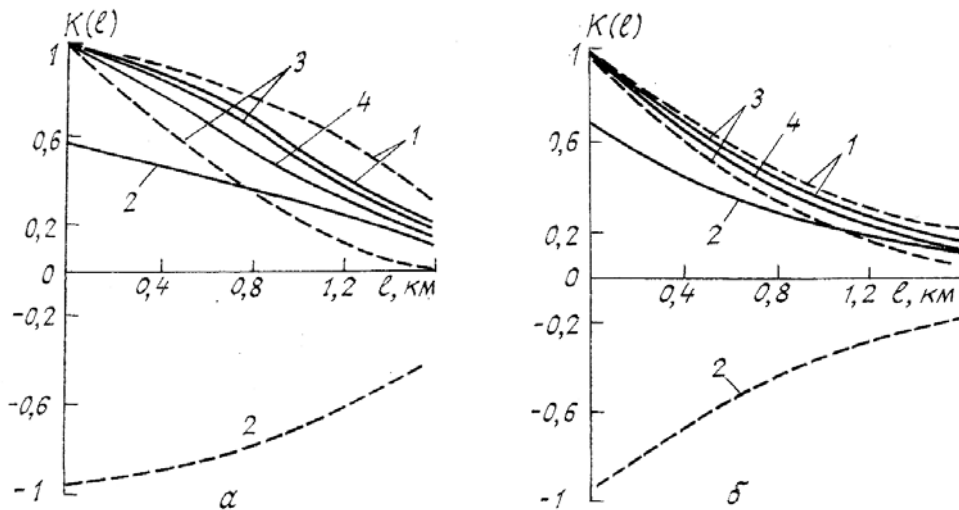


Рис. 3. Зависимость корреляционных функций интенсивности от коэффициента ослабления при $N = 0,5$ и $\xi = 60^\circ$: $\sigma = 5 \text{ км}^{-1}$ (а); 40 км^{-1} (б), 1— $K_i(l)$, 2— $V_{i,\varphi}(l)$, 3— $K_i(l)$, 4— $K_0(l)$, $l = |x_1 - x_2|$, сплошные кривые — нисходящее излучение, штриховые — восходящая радиация

Рассмотрим статистические характеристики яркости зенита и надира. Согласно (14), (15) D_0 и D_φ не зависят от параметра γ , симметричны относительно $N = 0,5$ и для кучевых облаков слабо зависят от τ . При отсутствии температурной инверсии и $\lambda \neq 0$ из (14), (15) следует, что $D_0^\uparrow < D_\varphi^\uparrow$, а $D_0^\downarrow > D_\varphi^\downarrow$, поэтому всегда выполняется неравенство $D_0^\uparrow / D_0^\downarrow < D_\varphi^\uparrow / D_\varphi^\downarrow$. Для заданных температур облаков, ПП и $\lambda = 0,638$ $D_0^\uparrow / D_0^\downarrow$ равно приблизительно 1, а отношение $D_\varphi^\uparrow / D_\varphi^\downarrow \sim 20$ (рис. 1).

Зависимость дисперсий D_i , $V_{i,\phi}$ и D_i от параметров облачного поля более сложная, поскольку данные статистические характеристики явно зависят от N и τ (см. (16)–(18)) и неявно через среднюю интенсивность $i(\tilde{z}, \omega_{\perp})$ от N , τ и параметра γ . Из свойства линейности уравнения переноса следует, что $i(\tilde{z}, \omega_{\perp})$ можно представить в виде суммы $\langle i(\tilde{z}, \omega_{\perp}) \rangle = i_s(\tilde{z}, \omega_{\perp}) + i_c(\tilde{z}, \omega_{\perp})$, где i_s и i_c имеют смысл средних интенсивностей диффузной радиации, формирующихся за счет излучения ПП и облаков. Из статистической однородности облачного поля, постоянства оптических характеристик и изотермичности облаков следует, что $i_c^{\uparrow}(H, \omega_{\perp}) = i_c^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$, поэтому различия между дисперсиями восходящей и нисходящей радиации обусловлены различным вкладом тепловой ПП в $i_s^{\uparrow}(H, \omega_{\perp})$ и $i_s^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$.

При $N \rightarrow 0$, а для оптически толстых облаков и при $N \rightarrow 1$ излучение ПП, выходящее в процессе многократного рассеяния через вершину облаков, стремится к нулю. Этим объясняется немонотонная зависимость $i_s^{\uparrow}(H, \omega_{\perp})$ от балла. С ростом N увеличивается отраженная облачным слоем радиация, приходящая от тепловой ПП, а следовательно, $i_s^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$ — монотонно возрастающая функция N . Различия в качественной зависимости $i_s^{\uparrow}(H, \omega_{\perp})$ и $i_s^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$ от балла приводят к несовпадению максимумов дисперсий D_i и взаимной корреляции $\tilde{V}_{i,\phi}$ восходящей и нисходящей радиации (рис. 1, 2). При малых и средних N и заданных параметрах задачи сильная вытянутость вперед индикатрисы рассеяния приводит к тому, что $i_s^{\uparrow}(H, \omega_{\perp})$ превышает $i_s^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$, а следовательно, $D_i^{\uparrow} > D_i^{\downarrow}$, $|\tilde{V}_{i,\phi}^{\uparrow}| > \tilde{V}_{i,\phi}^{\downarrow}$. С ростом оптической толщины облаков $i_s^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$ увеличивается, поэтому возрастают D_i^{\downarrow} и $\tilde{V}_{i,\phi}^{\downarrow}$, а для восходящей радиации справедливо обратное.

Радиация, приходящая от тепловой ПП, может входить и выходить из облака как через основание (вершину), так и через боковые стороны. Сильная анизотропная индикатрисы рассеяния и наличие поглощения определяют существенную роль боковых сторон в формировании $i_s^{\uparrow(\downarrow)}(\tilde{z}, \omega_{\perp})$, поскольку излучение, входящее и выходящее через боковые стороны облаков, испытывает в среднем меньше актов рассеяния, чем входящее и выходящее через основание (вершину). Это приводит к тому, что с ростом параметра γ (например, H — фиксирована, D — уменьшается) $i_s^{\uparrow}(H, \omega_{\perp})$ и, следовательно, D_i^{\uparrow} возрастают, тогда как $i_s^{\downarrow}(0, \omega_{\perp})$ и D_i^{\downarrow} уменьшаются. Согласно (12) и заданным граничным условиям $\tilde{V}_{i,\phi}^{\uparrow} < 0$ для восходящей и $\tilde{V}_{i,\phi}^{\downarrow} < 0$ для нисходящей радиации. Отрицательность $\tilde{V}_{i,\phi}^{\uparrow}$ обусловлена тем, что для заданных параметров задачи с увеличением N интенсивность нерассеянной радиации ϕ^{\uparrow} в среднем уменьшается, а интенсивность диффузного излучения i^{\uparrow} в среднем возрастает.

Для наклонных углов наблюдения ξ усиливается влияние эффектов, связанных с конечными горизонтальными размерами облаков, на формирование полей яркости нерассеянной и диффузной радиации и их статистических характеристик. С возрастанием ξ увеличивается вероятность закрытости направления визирования боковыми сторонами облаков, что является причиной смещения максимумов дисперсий в сторону меньших N и уменьшения дисперсий D_{ϕ} и D_0 как для восходящей, так и для нисходящей радиации.

При $\xi > 0^\circ$ в любой выборочной реализации облачного поля приемник регистрирует излучение, приходящее не только от основания (вершины), но и от боковых сторон облаков. Средняя оптическая толщина вдоль такого направления наблюдения в среднем увеличивается и за счет эффектов многократного рассеяния уменьшается, вероятно, амплитуда флуктуаций рассеянной радиации, чем можно объяснить уменьшение D_i и $V_{i,\phi}$.

От качественного рассмотрения зависимости дисперсий перейдем к некоторым количественным оценкам. Расчеты показывают, что для восходящего излучения D_i^{\uparrow} меньше $D_{\phi}^{\uparrow} \sim$ в 4 раза для $\xi = 0^\circ$ и в 10 раз для $\xi = 60^\circ$ (рис. 1). Это означает, что основной вклад в дисперсию интенсивности суммарной радиации D_i^{\uparrow} вносит D_{ϕ}^{\uparrow} и взаимная корреляция $\tilde{V}_{i,\phi}^{\uparrow}$. Для нисходящего же излучения при $\xi = 0^\circ$ D_i^{\downarrow} больше D_{ϕ}^{\downarrow} приблизительно в 2 раза, а при $\xi = 60^\circ$ $D_i^{\downarrow} \approx D_{\phi}^{\downarrow}$. С увеличением оптической толщины τ от 5 до 40 D_i^{\uparrow} уменьшается, а D_i^{\downarrow} возрастает примерно в 1,5–2 раза.

Особый интерес представляет исследование отношения $\delta_1 = (D_i - D_0)/D_0 \cdot 100\%$, которое характеризует ошибку в определении дисперсии за счет неучета эффектов рассеяния длинноволновой радиации в облаках. В [1] при вычислении средней интенсивности точность приближения «черные» облака определялась условием

$$\Delta T = |T_0 - T| \leq 1 K, \quad (21)$$

где T_0 и T_1 – яркостные температуры, соответствующие средним интенсивностям «черных» $\langle I_0(\mathbf{x}) \rangle$ и кучевых (с учетом рассеяния) $\langle I(\mathbf{x}) \rangle$ облаков.

Для слоистой облачности ($\gamma \ll 1$) неравенство (21) выполняется при $\xi < 60-70^\circ$ и $\tau > 10$ [1]. Из расчетов дисперсий D_0 и D_I следует, что для указанных выше значений γ , ξ и τ и любых N максимальное значение $\delta_1 < 5\%$. С увеличением параметра γ , зенитного угла наблюдения ξ и уменьшением оптической толщины облаков τ отличия между D_I и D_0 возрастают. В случае кучевой облачности ($0,5 \leq \gamma \leq 2$) ошибка в определении яркостной температуры, обусловленная неучетом эффектов рассеяния, не превышает 1°K при $\xi < 60-70^\circ$ и $\tau > 15-20$ [1]. Расчеты показывают, что для кучевых облаков с $\tau > 15-20$ и любых N различия между дисперсиями яркости зенита (надира) D_I и D_0 составляют $\leq 5\%$. При больших зенитных углах наблюдения величина δ_1 существенно возрастает и сильно зависит от балла облачности. Например, для $\xi = 0^\circ$, $\gamma = 2$ и $\tau = 40$ $\delta_1 \sim 100\%$ при $N = 0,2$ и $\delta_1 \sim 10\%$ при $N = 0,5$.

Рассмотрим корреляционные функции интенсивности длинноволновой радиации. Основным параметром, определяющим величину радиуса корреляции L , является характерный горизонтальный размер облаков D . При увеличении D и фиксированных других параметров задачи возрастает в среднем размер области, где интенсивность принимает близкие значения, и, следовательно, увеличивается статистическая зависимость между значениями интенсивности в двух разнесенных на заданную величину точках, что приводит к увеличению L . С возрастанием H или ξ радиус корреляции также увеличивается, хотя и не так сильно, как при увеличении D . Для зенита (надира) L достигает максимального значения при $N = 0,5$ и уменьшается с возрастанием или убыванием балла. Для наклонных углов визирования $\xi \geq 30^\circ$ радиус корреляции с ростом N уменьшается. Рассмотренные зависимости радиуса корреляции L от D , H , ξ и N справедливы для корреляционных функций как нерассеянного K_ϕ , так и диффузного K_i , $V_{i,\phi}$ излучения.

Обозначим через L_i , $L_{i,\phi}$, L_I и L_0 радиусы корреляций, определенные по уровню e^{-1} и соответствующие функциям K_i , $\tilde{V}_{i,\phi}$, K_I и K_0 . Согласно (4) K_ϕ и K_0 совпадают с корреляционной функцией K_j , которая подробно исследована в [4]. Результаты расчетов показывают, что в области значений $0^\circ \leq \xi \leq 60^\circ$, $5 \leq \tau \leq 40$ и $0 \leq \gamma \leq 2$ радиусы корреляций $L_i^{(\downarrow)} > L_0$. Анизотропия рассеяния приводит к различию не только дисперсий, но и корреляционных функций восходящей и нисходящей диффузной радиации: $L_i^\uparrow > L_i^\downarrow$, $|L_{i,\phi}^\uparrow| > L_{i,\phi}^\downarrow$. Из (6) следует, что относительный вес корреляций K_ϕ , K_i и $V_{i,\phi}$ в суммарную корреляционную функцию K_I определяется весом дисперсий D_ϕ , D_i и $\tilde{V}_{i,\phi}^\uparrow$ в дисперсию D_I . При $N = 0,5$, $\xi = 60^\circ$, $\tau = 5$, $H = 1$ км и $\gamma = 2$ дисперсия диффузной нисходящей радиации больше D_ϕ^\downarrow и $V_{i,\phi}^\downarrow$ почти в 2 раза, поэтому $K_I^\downarrow \approx K_i^\downarrow$, а следовательно, $K_I^\downarrow > K_0$ (рис. 3), тогда как дисперсия восходящей радиации D_I^\uparrow определяется в основном D_ϕ^\uparrow и $\tilde{V}_{i,\phi}^\uparrow$, поэтому основной вклад в K_I^\uparrow вносят корреляции K_ϕ^\uparrow и $\tilde{V}_{i,\phi}^\uparrow$. Поскольку $\tilde{V}_{i,\phi}^\uparrow < 0$, то выполняется неравенство $K_I^\uparrow < K_0$ (рис. 3).

Для наклонных углов наблюдения ξ с увеличением оптической толщины облаков τ (другие параметры фиксированы) радиусы корреляций L_i , $L_{i,\phi}^\downarrow$, $|L_{i,\phi}^\uparrow|$ и L_0 уменьшаются. Радиусы корреляции L_i и $L_{i,\phi}$ зависят от τ сильнее, чем L_0 (см. рис. 3). Например, при $N = 0,5$, $\xi = 60^\circ$, $H = 1$ км, и $\gamma = 2$ с увеличением τ от 5 до 40 L_0 уменьшается примерно на 10%, тогда как L_i и $L_{i,\phi} \sim$ на 20–30%. С ростом оптической толщины облаков уменьшаются не только радиусы корреляций, но и различия между L_I и L_0 . Для кучевых облаков с $\tau > 20$ и угле визирования $\xi = 60^\circ$ знаки неравенств $L_I^\downarrow < L_0$, $L_I^\uparrow > L_0$ сохраняются, а ошибка в определении радиуса корреляции, связанная с неучетом эффектов рассеяния, составляет около 10%.

Заключение. В [1] показано, что при оценке средней интенсивности рассеянием можно пренебречь (ошибка в определении соответствующей яркостной температуры не превосходит 1°K), если угол наблюдения $\xi < 60-70^\circ$, а оптическая толщина кучевых облаков $\tau > 15-20$. Для слоистой облачности указанное приближение справедливо при $\xi < 60-70^\circ$ и $\tau > 10$. Облака, в которых не учитываются эффекты рассеяния, будем называть «черными» облаками.

Анализ результатов расчетов, проведенный в данной статье позволяет сделать следующие выводы.

1. Для слоистой облачности ($\gamma \ll 1$) различия между дисперсиями рассеивающих и «черных» облаков не превышает 5% при $\tau > 10$ и $\xi \leq 60^\circ$, а корреляционные функции не зависят от τ , ξ и близки к единице.

2. Для кучевых облаков ($0,5 \leq \gamma \leq 2$) с $\tau > 20$ и углах визирования вблизи зенита (надира) неучет эффектов рассеяния при вычислении дисперсий приводит к ошибке $\sim 5\%$. Корреляционные функции совпадают с корреляционной функцией закрытости зенита (надира) облаками. С увеличением угла визирования, различие между дисперсиями рассеивающих и «черных» облаков возрастают и для

больших зенитных углов наблюдения достигают максимальных значений $\sim 100\%$ при малых N , тогда как ошибка в определении корреляционных функций составляет около 10%.

1. Касьянов Е.И., Титов Г.А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 133–140.
2. Zuev V.E., Zhuravleva T.B., Titov G.A. // J. Geophys. Res. 1987. V. D92. P. 5533.
3. Касьянов Е.И., Титов Г.А. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4 (в печати).
4. Журавлева Т.Б., Титов Г.А. Оптико-метеорологические исследования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. С. 108.
5. Журавлева Т.Б., Титов Г.А. // Исследование Земли из космоса. 1989. № 4. С. 35–43.
6. Зув В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1987. 247 с.
7. Статистические характеристики полей температуры и влажности в атмосфере северного полушария. Справочник. Ч. IV. Локальные модели атмосферы / Под ред. В.С. Комарова. М.: Гидрометеониздат, 1981. 87 с.
8. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 290 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
8 апреля 1994 г.

E.I. Kas'yanov, G.A. Titov. Correlation Function of the Long Wave Irradiance in Broken Clouds: Computational Results.

The IR-radiation transfer through the broken clouds is considered. The investigations concerned the dependence of variance and correlation function of thermal radiation on the parameters of cloud field and observational conditions. The influence of light scattering on the second moments of the irradiance field is estimated.