«Оптика атмосферы и океана», **16**, № 8 (2003)

УДК.551.521

А.В. Васильев

Метод последовательных приближений при учете рассеяния теплового излучения на аэрозольных образованиях в атмосфере. Часть 2. Учет поляризации. Вычислительный алгоритм. Аэрозольные модели

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета

Поступила в редакцию 27.11.2002 г.

Рассмотрен учет поляризации в схеме расчетов рассеяния теплового излучения на аэрозольных образованиях в атмосфере. Изложен конкретный вычислительный алгоритм для указанных расчетов. Рассмотрены общие требования к моделям аэрозольных образований, используемых при решении обратных задач атмосферной оптики в инфракрасной и микроволновой областях спектра. В соответствии с этими требованиями предложены конкретные модели облаков, осадков и аэрозольных слоев.

Введение

В первой части статьи (см. настоящий номер журнала) рассматривался метод последовательных приближений для расчета переноса излучения в плоской горизонтально однородной атмосфере, обсуждались его возможности и специфика применительно к задачам учета рассеяния теплового излучения на аэрозольных образованиях в инфракрасной (ИК) и микроволновой (МКВ) областях спектра. Данная часть посвящена завершению общего описания метода – учета поляризации излучения при рассеянии и отражении от поверхности, а также обсуждению особенностей его конкретной вычислительной реализации и соответствующих моделей облаков, осадков и аэрозольных слоев.

Поляризация излучения

Необходимость учета поляризации обусловлена тем, что, во-первых, она проявляется в процессах рассеяния и отражения излучения, следовательно, делает их физико-математическое описание без поляризации лишь приближенным, а, во-вторых, тем, что большинство современных приборов предусматривают измерения характеристик поляризации. Для описания поляризованного излучения [1] используется вектор параметров Стокса $\mathbf{L}$, включающий четыре компоненты: $\mathbf{L} \equiv (I, Q, U, V)$ (вектор Стокса – столбец, но здесь и далее в строку записывается ради экономии места). Первый параметр Стокса I – интенсивность излучения. Пересчет параметров Стокса при повороте системы координат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, на угол β, т.е. $\mathbf{L}(\beta) = \mathbf{M}(\beta)\mathbf{L}(0)$, осуществляется матрицей вращения [1–3]:

$$\mathbf{M}(\beta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\beta & \sin 2\beta & 0 \\ 0 & -\sin 2\beta & \cos 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \qquad (1)$$

В очень многих атмосферных процессах ослабление излучения, не меняющего своего направления, не зависит от поляризации. Таковы, в частности, процессы ослабления излучения на однородных сферических аэрозольных частицах и, если не учитывать эффект Зеемана в магнитном поле Земли, процессы поглощения излучения атмосферными газами. Тогда в отсутствие рассеяния уравнение для каждой из компонент вектора Стокса решается независимо и его решение дается законом Бугера. Это оставляет без изменений понятия функции пропускания $P(\nu, z_1, z_2, \vartheta)$, оптической глубины $\tau(\nu, z)$ и оптической толщины атмосферы $\tau_0(\nu, z)$ (см. первую часть статьи в данном номере, из которой взяты обозначения: ν – частота (длина волны, волновое число) монохроматического излучения, z – высота в атмосфере, ϑ – надирный угол направления распространения излучения, φ – азимут распространения).

Поскольку естественное излучение не поляризовано [для него $\mathbf{L} = (I, 0, 0, 0)$], то, если не учитывать процессы рассеяния, поляризация может возникнуть лишь при отражении излучения от поверхности. Перенос такого излучения элементарно описывается законом Бугера и в задаче расчета теплового излучения с учетом поляризации, но без учета рассеяния, не возникает новых проблем – см. известные формулы, приведенные в первой части статьи.

Учет рассеяния [2, 3] приводит к уравнению переноса теплового излучения в условиях локального термодинамического равновесия с учетом поляризации

$$\frac{d\mathbf{L}(\nu,z,\vartheta,\varphi)}{dz}\cos\vartheta =$$

$$= -\alpha(\nu,z)\mathbf{L}(\nu,z,\vartheta,\varphi) + \frac{\sigma(\nu,z)}{4\pi}\int\limits_0^{\pi}\sin\vartheta' d\vartheta' \times$$

$$\times\int\limits_0^{2\pi} d\varphi' \mathbf{M}(\beta)\mathbf{X}(\nu,z,\gamma)\mathbf{M}(\beta')\mathbf{L}(\nu,z,\vartheta',\varphi') + \kappa(\nu,z)\mathbf{E_0}[\nu,T(z)], \quad (2)$$

где $\sigma(\nu, z)$ – объемный коэффициент рассеяния; $\mathbf{X}(\nu, z, \gamma)$ – нормированная матрица рассеяния, зависящая от угла рассеяния $\gamma = \angle[(\vartheta,\varphi),(\vartheta',\varphi')]$, ее элемент X_{11} есть индикатриса рассеяния неполяризованного излучения $x(\nu, z, \gamma)$, удовлетворяющая нормировке $\frac{1}{2}\int\limits_0^{\pi} x(\gamma)\sin\gamma d\gamma = 1$; $\kappa(\nu, z)$ – объемный коэффициент поглощения; $\mathbf{E}_0[\nu, T(z)]$ – вектор-столбец $\{B_e[\nu, T(z)], 0, 0, 0\}$, в котором T – температура воздуха; $B_e(\nu, T)$ – функция Планка. Сферическая тригонометрия [2,3] для углов вращения β и угла рассеяния γ дает

$$\cos\gamma = \cos\vartheta\cos\vartheta' + \sin\vartheta\sin\vartheta'\cos(\varphi-\varphi'),$$

$$\cos\beta = \frac{\sin\vartheta\cos\vartheta' - \cos\vartheta\sin\vartheta'\cos(\varphi-\varphi')}{\sin\gamma},$$

$$\sin\beta = \frac{\sin\vartheta'\sin(\varphi-\varphi')}{\sin\gamma}. \quad (3)$$

Формулы для $\cos\beta'$ и $\sin\beta'$ получаются из соотношений (3) формальной перестановкой переменных со штрихами и без.

Далее с уравнением (2) проделываются преобразования, совершенно аналогичные случаю переноса неполяризованного излучения [3].

Метод последовательных приближений с учетом поляризации

Фактически дословно воспроизводя рассуждения первой части статьи, получаем те же самые формальные разложения по кратностям рассеяния и отражения, но уже не интенсивности, а вектора Стокса. Учет поляризации в них сводится к следующим заменам:

1) Поле излучения характеризуется не интенсивностью $\mathbf{I}$, а вектором Стокса $\mathbf{L}$.

2) Поле источников первичного излучения $\mathbf{B}_0$ характеризуется вектором, первая компонента которого совпадает со случаем неполяризованного излучения, а остальные три равны нулю (если, конечно, собственное излучение поверхности не поляризовано).

3) Оператор переноса прямого излучения $\mathbf{T}_0$ равен произведению этого оператора для неполяризованного излучения на единичную матрицу.

4) Оператор $\mathbf{T}_1$ переноса однократно рассеянного излучения примет вид

$$\mathbf{T}_1(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') =$$

$$= \frac{\omega_0(\nu,\tau)}{4\pi\eta'}P(\nu,\tau',\tau,\eta')\mathbf{M}(\beta)\mathbf{X}(\nu,\tau,\chi)\mathbf{M}(\beta'),$$

если $\eta' > 0$ и $\tau' \geq \tau$ или $\eta' < 0$ и $\tau' \leq \tau$;

$$\mathbf{T}_1(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') = 0\,,$$

если $\eta' > 0$ и $\tau' < \tau$ или $\eta' < 0$ и $\tau' > \tau$, (4)

где $\omega_0(\nu, \tau)$ – альбедо однократного рассеяния; $\chi = \cos\gamma$ – см. соотношения (3).

5) Формула связи падающего на поверхность излучения $\mathbf{L}^{\downarrow}(\nu,\tau_0,\eta,\varphi)$ и отраженного от поверхности излучения $\mathbf{L}^{\uparrow}(\nu,\tau_0,\eta,\varphi)$ имеет вид

$$\eta\mathbf{L}^{\uparrow}(\nu,\tau_0,\eta,\varphi) =$$

$$= -\int\limits_0^{2\pi} d\varphi' \int\limits_{-1}^{0} \eta'\mathbf{R}(\nu,\eta,\eta',\varphi-\varphi')\mathbf{L}^{\downarrow}(\nu,\tau_0,\eta',\varphi')d\eta', \quad (5)$$

где матрица отражения $\mathbf{R}(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi')$ связывает вектор Стокса излучения, падающего из направления (η', φ'), и вектор Стокса излучения, отраженного в направлении (η, φ) [в общем случае она должна содержать внутри себя пересчет азимутов поляризации матрицами вращения (1)]. Для идеального зеркального отражения

$$\mathbf{R}(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi') = \mathbf{r}(\nu, \eta)\delta[\eta - (-\eta')]\delta(\varphi - \varphi'),$$

где $\mathbf{r}(\nu, \eta)$ – матрица отражения, определяемая формулами Френеля [1]. Для изотропного отражения $\mathbf{R}(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi')$ равна произведению единичной матрицы на $\eta A(\nu)/\pi$, где $A(\nu)$– спектральное альбедо поверхности. С матрицей отражения связан оператор однократного отражения $\mathbf{R}_1$, имеющий согласно (5) вид

$$\mathbf{R}_1(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') =$$

$$= -\eta'\mathbf{R}(\nu,\eta,\eta',\varphi-\varphi')\delta(\tau'-\tau_0)\delta(\tau-\tau_0),$$

если $\eta > 0$ и $\eta' < 0$;

$$\mathbf{R}_1(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') = 0,$$

если $\eta < 0$ или $\eta' > 0$. (6)

Особенности учета поляризации в ИК- и МКВ-диапазонах

Как и в случае неполяризованного излучения, тепловое излучение рассматривается как изотропное по азимуту. Обоснование этого и возможные варианты учета случаев азимутальной анизотропии приведены в первой части статьи. После усреднения по азимуту ненулевые части операторов однократного рассеяния (4) и отражения (6) записываются в виде

$$\mathbf{T}_1(\nu,\tau,\eta,\tau',\eta') = \frac{\omega_0(\nu,\tau)}{4\pi\eta'}P(\nu,\tau',\tau,\eta')\mathbf{p}(\nu,\tau,\eta,\eta');$$

$$\mathbf{R}_1(\nu,\tau,\eta,\tau',\eta') = -\eta'\mathbf{r}_1(\nu,\eta,\eta')\delta(\tau'-\tau_0)\delta(\tau-\tau_0), \quad (7)$$

где

$$\mathbf{p}(\nu,\tau,\eta,\eta') = \int_0^{2\pi}\mathbf{M}(\beta)\mathbf{X}(\nu,\tau,\chi)\mathbf{M}(\beta')d(\varphi-\varphi');$$

$$\mathbf{r}_1(\nu,\eta,\eta') = \int_0^{2\pi}\mathbf{R}(\nu,\eta,\eta',\varphi)d\varphi.$$

Для матрицы рэлеевского рассеяния можно вычислить [3]:

$$\mathbf{p}(\eta,\eta') = \frac{3}{4}\pi\times$$

$$\times\begin{pmatrix} 3+3\eta^2(\eta')^2-\eta^2-(\eta')^2 & (1-3\eta^2)(1-(\eta')^2) & 0 & 0 \\ (1-3(\eta')^2)(1-\eta^2) & 3(1-\eta^2)(1-(\eta')^2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 3\eta\eta' \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Подобная структура матрицы (8) означает, что если рассматриваются только процессы рассеяния, то для исходного неполяризованного излучения параметры U и V вектора Стокса всегда будут оставаться нулевыми. Если подобными свойствами обладает и матрица оператора отражения $\mathbf{r}_1(\nu, \eta, \eta')$ (а это так для идеального зеркального и изотропного отражений), то при расчете поляризации достаточно учитывать лишь два параметра Стокса (I и Q). Указанное двухкомпонентное описание поляризации достаточно часто используют в МКВ-диапазоне спектра.

Вычислительный алгоритм

Ниже приводится схема вычислительного алгоритма, предложенного в первой части статьи. Алгоритм приводится для общего случая учета поляризации. Преобразование его для частных случаев (рэлеевское приближение, неполяризованное излучение, учет только однократного отражения и т.п.) вполне очевидно.

1. Решается задача моделирования измерений для прямого излучения — вычисляется вектор Стокса $L_d(l, \tau, \eta, \varphi)$. Здесь и далее индекс l обозначает компоненты вектора Стокса и элементы соответствующих матриц, во всех соотношениях $l = 1,\ldots, 4$. Как отмечалось в первой части данной статьи, для прямого излучения могут быть учтены сферическая геометрия атмосферы, азимутальная анизотропия отражения и т.п.

2. Выбирается квадратурная формула интегрирования по оптической глубине, ее узлы: $\tau(j)$, $j = 1,\ldots, J$. Эта формула должна явно содержать пределы интегрирования (рекомендуется формула трапеций). Пусть для определенности $\tau(1) = 0$, $\tau(J) = \tau_0$. Введем функцию $d(j, j_1, j_2)$ — вес данной квадратурной формулы (может быть как положительный, так и отрицательный), соответствующий узлу $\tau(j)$ при вычислении интеграла от $\tau(j_1)$ до $\tau(j_2)$ $[\min(j_1, j_2) \le j \le \max(j_1, j_2)]$. Отметим, что если в ИК- и МКВ-диапазонах рассеянное излучение рассматривается как малая поправка к прямому, то сетку интегрирования можно выбирать достаточно грубой, например узлы $\tau(j)$ вовсе не обязаны совпадать с аналогичными узлами при вычислении прямого излучения. Это позволяет существенно ускорить расчеты.

3. Выбирается квадратурная формула для интегрирования по направлениям, причем только для интервала [0, 1], ее узлы: $\eta(k)$, $k = 1, \ldots, K$. Эта формула может быть любой (обычно рекомендуют формулу Гаусса с 4–6 узлами, однако, как будет ясно ниже, более удобной может также оказаться формула с не фиксированными жестко узлами). Примем, что $\eta(-k) = -\eta(k)$. Обозначим веса данной квадратурной формулы (всегда положительные) как Δk (функция), причем $\Delta(-k) = \Delta(k)$. Ради компактной записи алгоритма определим также индексную функцию $J(k) = J$, если $k > 0$; $J(k) = 1$, если $k < 0$.

4. Для выбранной сетки вычисляется функция исходных источников

$$B_0(l,j,k) = \{1-\omega_0[\tau(j)]\}B_e\{\nu,T[\tau(j)]\} \text{ при } l = 1,$$

$$B_0(l,j,k) = 0 \quad \text{при} \quad l > 1, \quad j = 1,\ldots, J, \quad |k| = 1,\ldots, K.$$

К ней при $j = J$ прибавляются для всех $k = 1, \ldots, K$ источники теплового излучения поверхности $\eta(k)\varepsilon(\nu, l, \eta(k))B_e(\nu, T)$, где $\varepsilon(\nu, l, \eta)$ — излучательная способность поверхности (если поляризация при излучении не возникает, то $\varepsilon(\nu, l, \eta) = 0$ при $l > 1$); T — температура поверхности. В МКВ-области на верхней границе атмосферы часто также учитывают реликтовое космическое излучение с температурой $T_0 = 2{,}7$ K, что дает прибавление при $l = 1$, $j = 1$, для всех $k = -K,\ldots, -1$ величины $-\eta(k)B_e(\nu, T_0)$.

5. Для выбранной сетки вычисляется оператор прямого излучения

$$T_0(j,j',k') = -\frac{1}{\eta(k')}\exp\left(-\frac{\tau(j')-\tau(j)}{\eta(k')}\right)$$

и однократного рассеяния (4)

$$T_1(l,l',j,k,j',k') =$$

$$= -\frac{\omega_0[\tau(j)]}{4\pi}p[l,l',\tau(j),\eta(k),\eta(k')]T_0(j,j',k'),$$

$l = 1,\ldots, 4$, $l' = 1,\ldots, 4$, $j = 1,\ldots, J$, $|k| = 1,\ldots, K$, $|k'| = 1,\ldots, K$, $j' = \min[j, J(k')),\ldots, \max[j, J(k')]$.

Для ускорения вычислений можно, задавшись определенной точностью, приписать нулевые значения элементам $T_0(j, j', k)$, для которых достаточно мала экспонента, после чего, для пропуска их, использовать известный метод «прогонки». Часто в задачах ИК- и МКВ-диапазонов рассеяние рассматривают не во всей атмосфере, а в ее слое (например, облаке) между уровнями j_{up} и j_{dn}. В этом случае, например, при $j > j_{dn}$, $j' < j_{up}$ имеем

$$T_1(l,l',j,k,j',k') = T_{1,up\text{-}dn}(l,l',j_{up\text{-}dn},k,j'_{up\text{-}dn},k')\times$$

$$\times\exp\left(-\frac{\tau(j_{up})-\tau(j')}{\eta(k')}\right)\exp\left(-\frac{\tau(j)-\tau(j_{dn})}{\eta(k)}\right),$$

где $T_{1,up\text{-}dn}(l,l',j_{up\text{-}dn},k,j'_{up\text{-}dn},k')$ — оператор однократного рассеяния только для рассеивающего слоя $(j_{up} \le j_{up\text{-}dn} \le j_{dn},\ j_{up} \le j'_{up\text{-}dn} \le j_{dn})$. Аналогичные соотношения легко записываются и для всех оставшихся случаев взаимного расположения уровней j, j', j_{up}, j_{dn}, т.е. реально достаточно оперировать только с $T_{1,up\text{-}dn}(l,l',j_{up\text{-}dn},k,j'_{up\text{-}dn},k')$.

6. Присваиваем $L_0(l, \tau, \eta) = 0$.

7. Очередная итерация цикла рассеяния номер n (начало с $n = 1$). Присваиваем $B_{n,0}(l, j, k) = B_{n-1}(l, j, k)$, $j = 1, ..., J$, $k = -K, ..., -1$. Присваиваем $L_{r,0}(l, \tau, \eta) = 0$ и $L_{s,0}(l, \tau, \eta) = 0$.

8. Очередная итерация цикла отражения номер m (начало с $m = 1$). Вычисляем по (7)

$$B_{r,m}(l,k) = -\sum_{k'=-K}^{-1}\eta(k')\Delta(k')\sum_{j'=1}^{J}T_0(j',J,k')d(j',1,J)\times$$

$$\times\sum_{l'=1}^{4}r_1(l,l',k,k')B_{n,m-1}(l',j',k'),\ k = 1,\ ...,\ K.$$

Если $m > 1$ и $\eta > 0$, вычисляем прямой вклад отраженного излучения $L'(l, \tau, \eta)$ как

$$L'(l,j,k) = B_{r,m}(l,k)\sum_{j'=j}^{J}T_0(j,j',k)d(j',J,j)$$

(если $m = 1$ или $\eta < 0$, то $L'(l, \tau, \eta) = 0$). При вычислении вектора Стокса здесь и далее индексы j и k фиксированы (удобно, если значения τ и η являются узлами сетки интегрирования, иначе следует использовать интерполяцию). Суммируем

$$L_{r,m}(l,\tau,\eta) = L_{r,m-1}(l,\tau,\eta) + L'(l,\tau,\eta).$$

Если в пределах заданной точности все компоненты ненулевой $L'(l, \tau, \eta)$ не значимы, то

$$L_{s,m}(l, \tau, \eta) = L_{s,m-1}(l, \tau, \eta)$$

и выход из цикла отражения — переход на десятую операцию алгоритма, иначе (и всегда, если $\eta < 0$) вычисляем

$$B_{n,m}(l,j,k) = \sum_{k'=1}^{K}\Delta(k')\sum_{l'=1}^{4}B_{r,m}(l',k')\times$$

$$\times\sum_{j'=j}^{J}T_1(l,l',j,k,j',k')d(j',J,j),\ j = 1,\ ...,\ J,\ |k| = 1,\ ...,\ K.$$

9. Вычисляем вклад в вектор Стокса

$$L'(l,j,k) = \sum_{j'=\min(j,J(k))}^{\max(j,J(k))}B_{n,m}(l,j',k)T_0(j,j',k)d(j',J(k),j).$$

Суммируем

$$L_{s,m}(l,\tau,\eta) = L_{s,m-1}(l,\tau,\eta) + L'(l,\tau,\eta).$$

Если в пределах заданной точности все компоненты $L'(l,\tau,\eta)$ не значимы, то выход из цикла отражения — переход на 10-ю операцию алгоритма, иначе — переход на 8-ю операцию алгоритма — очередную итерацию цикла .

10. Вычисляем

$$B_n(l,j,k) = \sum_{|k'|=1}^{K}\Delta(k')\sum_{j'=\min(j,J(k'))}^{\max(j,J(k'))}d(j',J(k'),j)\times$$

$$\times\sum_{l'=1}^{4}T_1(l,l',j,k,j',k')B_{n-1}(l',j',k'),\ j = 1,\ ...,\ J,\ |k| = 1,\ ...,\ K.$$

Вычисляем вклад в искомый вектор Стокса $L'(l, \tau, \eta)$:

$$L'(l,j,k) = \sum_{j'=\min(j,J(k))}^{\max(j,J(k))}B_n(l,j',k)T_0(j,j',k)\,d(j',J(k),j).$$

Суммируем

$$L_n(l,\tau,\eta) = L_{n-1}(l,\tau,\eta) + L_{r,m}(l,\tau,\eta) + L_{s,m}(l,\tau,\eta) + L'(l,\tau,\eta).$$

Если в пределах заданной точности все компоненты $L'(l, \tau, \eta)$ не значимы, то выход из цикла рассеяния — переход на 11-ю операцию алгоритма, иначе — переход на 7-ю операцию алгоритма — очередную итерацию цикла рассеяния.

11. Вычисляем искомый вектор Стокса

$$L(l,\tau,\eta,\varphi) = L_d(l,\tau,\eta,\varphi) + L_n(l,\tau,\eta).$$

Об аэрозольных моделях в обратных задачах ИК- и МКВ-областей спектра

Как уже отмечалось, учет рассеяния излучения на аэрозольных образованиях в ИК- и МКВ-областях спектра представляет интерес в основном при решении задач интерпретации натурных измерений, т.е. при решении обратных задач атмосферной оптики — восстановления параметров атмосферы и поверхности по данным указанных измерений. В рамках современной оптики аэрозолей можно предложить достаточно сложные и развитые аэрозольные модели (к ним отнесем и модели облаков и осадков), учитывающие состав частиц, их несферическую форму и т.д. Однако чем сложнее модель, тем большее число варьируемых параметров требуется для ее математического описания.

При комплексном подходе к решению обратных задач все эти параметры подлежат восстановлению, что ухудшает точность определения каждого из них. Возникает противоречие между необходимостью использовать адекватные реальности модели аэрозолей и при этом описывать их как можно меньшим числом варьируемых параметров (это также относится и к моделям поверхности). В плане разрешения указанного противоречия традиционным является путь «последовательного усложнения модели»: выбирается наиболее простая модель, содержащая минимум параметров, а затем, при необходимости, она постепенно усложняется до тех пор, пока такое усложнение имеет смысл, исходя из точности конкретных измерений.

Для аэрозолей простейшей является модель однородных сферических частиц. Если в рамках дальнейшего ее упрощения принять одинаковый («средний», «эффективный») химический состав частиц, то модель описывается только функцией распределения концентрации частиц по размерам $C(r)$, где r – радиус частицы, и комплексным показателем преломления (КПП) $m(\nu)$ аэрозольного вещества. Функция распределения может быть задана аналитически, т.е. описана небольшим числом параметров. КПП аэрозольного вещества либо полагается известным, исходя из конкретной модели (например, для облаков – это КПП воды и льда), либо подлежит восстановлению, тогда его спектральная зависимость также должна быть предварительно представлена как функция нескольких параметров. Алгоритмы расчета оптических характеристик указанной модели однородных сферических частиц в настоящее время хорошо известны и подробно описаны (см., например, [1, 4–6]). Ниже предлагаются подобные «минимальные» модели для облаков, осадков и аэрозольных слоев.

Модель облаков

Функцию распределения для частиц облаков достаточно точно аппроксимирует распределение Хргиана–Мазина [7, 8], которое для практического использования элементарными преобразованиями может быть записано через W – водность облака [7] и r_m – модальный радиус функции распределения как

$$C(r) = 2Wr^2 \exp(-2r/r_m)/(5\rho r_m^6),$$

где ρ – плотность вещества частиц облака (воды или льда). В смешанных облаках вводят параметр d – долю (по числу) ледяных частиц среди всех частиц в единице объема, капельные и кристаллические облака можно рассматривать как частный случай смешанных при $d = 0$ и $d = 1$ соответственно. Имеется модель [9] зависимости значения d от температуры воздуха: $d = 1 - 1{,}058[1 - \exp(-x^2)]$, где $x = (T - 232)/24{,}04$; если $T < 232$, то $d = 1$; если $T > 273$, то $d = 0$. Оптические характеристики водяной и ледяной фракций вычисляются отдельно, а затем суммируются с весами $(1 - d)$ и d соответственно. При этом модальные радиусы фракций можно считать различными, но, в рамках минимизации числа параметров, можно и равными, тогда плотность частиц облака определится как взвешенная $\rho = (1 - d)\rho_w + d\rho_i$, где ρ_w и ρ_i – плотности воды и льда соответственно. Значения КПП для воды и льда в настоящее время хорошо известны. Отметим, что для МКВ-диапазона предложены модели для зависимости КПП воды и льда от частоты и температуры [10, 11]. Характерные диапазоны значений модельных параметров для облаков различных типов приведены в [7, 8].

Модель осадков

Для частиц осадков хорошее согласие с экспериментом дает функция распределения Маршала–Пальмера [8]:

$$C(r) = 0{,}08\exp\left(-82J^{-0{,}21}r\right),$$

где J – интенсивность выпадения осадков, мм/ч; r – радиус частиц осадков, см. Таким образом, в простейшей модели осадки определяются единственным параметром J. Модельные вариации этого параметра в зависимости от типа осадков приведены в [7, 8].

Модель аэрозольных слоев

Для неводных аэрозолей однопараметрическая функция распределения вряд ли может быть хорошей аппроксимацией (распределение Юнге в этом плане не выручает, поскольку требует задания минимального радиуса, т.е., по сути, второго параметра). Выберем наиболее «стандартное» логнормальное распределение, на основе которого построено достаточно много аэрозольных моделей, например [12, 13], записав его через модальный радиус:

$$C(r) = \frac{C}{rs\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\ln\left(\frac{r}{r_m}\right)/s - s\right)^2\right].$$

Здесь C – счетная концентрация аэрозольных частиц; s – параметр распределения. Простейшей моделью $m(\nu)$ может быть кусочно-линейная аппроксимация на заданной сетке значений ν; если же диапазон измерений прибора сравнительно узкий и КПП аэрозольных веществ не имеет в нем особенностей, то модельное КПП можно просто считать константой.

Приближение малых частиц

Если размеры аэрозольных частиц много меньше длины волны излучения, то выполняется приближение малых частиц [1]. Им, вероятно, можно пользоваться в ИК-диапазоне для моделей не очень крупных аэрозольных частиц, а в МКВ-диапазоне – для облаков и осадков (нарушения возможны лишь для очень крупных частиц осадков). В этом приближении матрица рассеяния определяется формулой (8). Для факторов ослабления и рассеяния получаются явные аналитические выражения [1], используя которые элементарно можно найти также явные выражения для объемных коэффициентов аэрозольного ослабления и поглощения:

$$\alpha(\lambda) = \lambda^{-1}A_1M_3[C(r)] + \lambda^{-3}A_3M_5[C(r)] + \lambda^{-4}A_4M_6[C(r)],$$

$$\sigma(\lambda) = \lambda^{-4}B_4M_6[C(r)], \qquad (9)$$

где λ – длина волны излучения; $M_n[C(r)] = \int_0^{\infty} C(r)r^n dr$ – моменты функции распределения.

Коэффициенты A_1, A_3, A_4, B_4 зависят только от КПП аэрозольного вещества m и равны [1]:

$$A_1 = -8\pi^2 \operatorname{Im}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right),$$

$$A_3 = -\frac{32}{15}\pi^4 \operatorname{Im}\left[\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)^2 \frac{m^4+27m^2+38}{2m^2+3}\right],$$

$$A_4 = \frac{128}{3}\pi^5 \operatorname{Re}\left[\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)^2\right], \quad B_4 = \frac{128}{3}\pi^5 \left|\frac{m^2-1}{m^2+2}\right|^2.$$

Поскольку моменты всех приведенных модельных функций распределения выражаются явно через их параметры, после подстановки их в (9) получаются формулы, выражающие оптические характеристики облаков, осадков и аэрозолей через параметры модели. Ради экономии места мы не будем приводить эти элементарно выводимые соотношения, но отметим, что в МКВ-диапазоне для модели облаков первое слагаемое в $\alpha(\nu)$ принимает вид

$$\alpha(\nu, T) = 18\pi \frac{W}{\rho} \frac{\nu}{c} \frac{k_2(\nu, T)}{[n_2(\nu, T) + 2]^2 + k_2^2(\nu, T)}, \qquad (10)$$

где $m^2(\nu, T) = n_2(\nu, T) - ik_2(\nu, T)$. Если пренебречь остальными членами (включая и $\sigma(\nu)$, т.е. работать только с прямым излучением, без рассеянного), то для вычислений по (10) достаточно задать только водность облака W, т.е. единственный параметр модели. Это приближение используется в алгоритме [14].

Заключение

Описанный метод и алгоритм позволяют решать разнообразные задачи по моделированию измерений интенсивности (параметров Стокса) в ИК- и МКВ-диапазонах. Кроме того, он позволяет легко исследовать различные упрощения и приближения, оценивать степень их точности. Фактически явные выражения для искомых величин позволяют без проблем вычислять и производные от них по параметрам атмосферы и поверхности, что необходимо как для анализа информативности измерений, так и для их интерпретации при решении обратных задач. Описанные «минимальные» модели облаков, осадков и аэрозольных слоев также предназначены для обратных задач при учете взаимодействия излучения с указанными объектами.

1. *Борен К., Хафман Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами / Пер. с. англ. М.: Мир, 1986. 660 с.
2. *Минин И.Н.* Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988. 264 с.
3. *Нагирнер Д.И.* Лекции по теории переноса излучения. СПб.: Изд-во СПб. ун-та, 2001. 284 с.
4. *Дейрменджан Д.Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами / Пер. с англ. М.: Мир, 1971. 162 с.
5. *Васильев А.В.* Универсальный алгоритм расчета оптических характеристик однородных сферических аэрозольных частиц. I. Одиночные частицы // Вестн. СПб. ун-та. Сер. 4. 1996. Вып. 4 (N 25). С. 3–11.
6. *Васильев А.В.* Универсальный алгоритм расчета оптических характеристик однородных сферических аэрозольных частиц. II. Ансамбли частиц // Вестн. СПб. ун-та. Сер. 4. 1997. Вып. 1 (N 4). С. 14–24.
7. *Облака* и облачная атмосфера: Справочник / Под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 647 с.
8. *Атмосфера:* Справочник / Под ред. Ю.С. Седунова, С.И. Авдюшина, Е.П. Борисенкова, О.А. Волковицкого, Н.Н. Петрова, Р.Г. Рейхтенбаха, В.И. Смирнова, А.А. Черникова. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 510 с.
9. *Sundqvist H.* Inclusion of ice phase of hydrometeors in cloud parameterization for mesoscale and largescale models // Beitr. Phys. Atmos. (Contrib. Atmos. Phys). 1993. V. 66. N 2. P. 137–147.
10. *Liebe H.J., Hufford G.A., Manabe T.* A model for complex permittivity of water at frequencies below 1 THz // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1991. V. 12. N 7. P. 659–675.
11. *Hufford G.A.* A model for complex permittivity of ice at frequencies below 1 THz // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1991. V. 12. N 7. P. 677–680.
12. *Креков Г.М., Звенигородский С.Г.* Оптическая модель средней атмосферы. Новосибирск: Наука, 1990. 278 с.
13. *d'Almeida G.A., Koepke P., Shettle E.* Atmospheric aerosols: global climatology and radiative characteristics. / Ed. A. Deepak Publication. Hampton, USA, 1991. 549 p.
14. *Liebe H.J., Hufford G.A., Cotton M.G.* Atmospheric propagation effects through natural and man-made obscurants for visible to MM-wave radiation. Paper reprinted from AGARD conference proceedings 542. 1993. 12 p.

A.V. Vasilev. **Step-by-step approximation technique for taking into account thermal radiation scattering on aerosol formations in the atmosphere. Part 2. Taking into account polarization. Algorithm for calculations. Aerosol models.**

A calculation scheme with polarization for heat radiation scattering on aerosol formations in the atmosphere is described. A practical algorithm for these calculations is suggested. A main requirements for aerosol models used in the inverse tasks of atmospheric optics for IR and microwave spectral range are considered. With according to these requirements, some models of clouds, precipitation and aerosol layers are suggested.