

УНИВЕРСИТЕТ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ ОБРАЗОВАНИЯ

К.П.Гайкович, В.М.Фридман

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ

(часть I)

Учебное-методическое пособие

Москва

1997 г.

УДК 532, 533, 536, 551

Гайкович К.П., Фридман В.М. Физика атмосферы (часть I). Учебное-методическое пособие,- М: Изд-во университета Российской академии образования, 1998.- 40 с.

Настоящее учебно-методическое пособие предназначено для студентов естественно-научных факультетов УРАО. Часть I пособия включает вопросы общего строения, состава, статики, термодинамики, радиационного режима атмосферы и ее теплового состояния. Сложность атмосферы как объекта изучения предполагает введение основных понятий из самых различных разделов физики (гидродинамики, теплофизики, теории теплового излучения и его переноса). Пособие является минимальным учебным материалом для университетского курса и может служить справочным изданием; в нем предельно компактно, но без упрощений изложены базовые сведения по предмету на современном уровне. Пособие позволяет получить основные сведения о современных проблемах окружающей среды и экологии.

Содержание

1. Общие сведения о строении атмосферы. Газовый состав	3
2. Статика атмосферы	4
3. Термодинамика атмосферы	6
4. Радиационный режим атмосферы	11
4.1. Солнечное излучение	11
4.2. Собственное тепловое излучение атмосферы	15
5. Тепловое состояние атмосферы	17
5.1. Высотная стратификация атмосферы	17
5.2. Математическое описание	19
5.3. Процессы переноса	20
5.3.1. Молекулярная теплопроводность и диффузия	21
5.3.2. Турбулентность	25
5.3.3. Теория подобия Монина-Обухова	29
5.3.4. Конвекция. Критерии подобия	29
5.3.5. Перенос тепла и примесей ветром	32
5.3.6. Внутренние волны	33
5.3.7. Радиационный теплообмен	35
5.3.8. Теплообмен с поверхностью	37
5.4. Радиационный и тепловой баланс	39

© Гайкович К.П., Фридман В.М., 1997

1. Общие сведения о строении атмосферы. Газовый состав

Газовая оболочка Земли - атмосфера - является одним из сложнейших объектов физического исследования. Атмосфера сильно неоднородна в пространстве и изменчива во времени, ее процессы охватывают масштабы от микрон (капли облаков) до нескольких тысяч километров (циклоны). Она плавно переходит в межпланетную среду, поэтому ее верхняя граница неопределенна. Начало физике атмосферы как науке попожили труды Галилея (термометр, 1603 г.), Торричелли (барометр, 1643 г.), Паскаля (падение давления с высотой, 1648 г.). В России ее развитие связано с именами Ломоносова и А.И.Воейкова.

Атмосфера представляет собой смесь газов. В сухом (без водяного пара) воздухе основными газовыми составляющими являются азот (N_2) - 78,084%, кислород (O_2) - 20,946% и аргон (Ar) - 0,934%. Их суммарная доля - 99,96%. Благодаря перемешиванию воздуха относительное содержание основных газовых компонент сохраняется до высоты около 95 км. Выше состав атмосферы меняется из-за гравитационного разделения газов с различным молекулярным весом, а также из-за фотодиссоциации молекулярного кислорода под действием солнечного излучения, в результате которого число частиц атомарного кислорода (O) сравнивается с числом частиц O_2 на высоте около 130 км.

Объемное содержание других газовых составляющих атмосферы у земной поверхности в порядке убывания, %: углекислый газ (CO_2) - 0,0336, неон (Ne) - $1,8 \cdot 10^{-3}$, гелий (He) - $5,2 \cdot 10^{-4}$, криптон (Kr) - $1,1 \cdot 10^{-4}$, водород (H_2) - $5,0 \cdot 10^{-5}$, ксенон (Xe) - $8,7 \cdot 10^{-6}$, озон (O_3) - 10^{-6} - 10^{-5} .

Ряд малых газовых составляющих изменяют свое относительное содержание с высотой и (или) временем под влиянием как естественных (температурный режим, солнечное излучение, вулканическая деятельность), так и антропогенных факторов. Среди них важнейшую роль в атмосферных процессах играет водяной пар (H_2O), содержание которого колеблется в широких пределах от близкого к нулю при низких температурах до 4% в тропических условиях. Озон имеет максимум концентрации на высоте около 30 км и весьма изменчив в пространстве и во времени. Его среднее содержание, имеющее тенденцию к убыванию, особенно в полярных районах. Озон поглощает вредное для биосферы ультрафиолетовое излучение Солнца. В то время, как современный газовый состав воздуха установился несколько сотен миллионов лет назад, содержание углекислого газа за последнее столетие выросло под влиянием сжигания топлива на 20-25%, что имеет своим следствием усиление парникового эффекта (глобальное потепление). Содержание ряда других газовых примесей имеет антропогенное или вулканическое происхождение, %: метан (CH_4) - до $1,5 \cdot 10^{-4}$, сернистый газ (SO_2) - до 10^{-4} , закись азота (N_2O) - $5 \cdot 10^{-5}$, двуокись азота (NO_2) - $2 \cdot 10^{-6}$, радон (Rn) - $6 \cdot 10^{-18}$, иод (I_2) - 10^{-6} и окись углерода (CO) - обычно следы.

В состав воздуха входят также многочисленные взвешенные в нем твердые и жидкие примеси - аэрозоли, имеющие также как естественное, так

и антропогенное происхождение. Масса последних возросла в XX веке в 1,5 раза.

Основными физическими характеристиками состояния любого газа являются температура (T), давление (P) и плотность (ρ). Эти величины связаны между собой уравнением, которое называется уравнением газового состояния. По своим физическим свойствам все атмосферные газы близки к идеальному газу. Поэтому уравнение состояния i -й газовой компоненты имеет вид:

$$P_i = N_i k T = \frac{R}{M_i} \rho_i T, \quad (1)$$

где P_i - парциальное давление, N_i - число частиц в единице объема, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град - постоянная Больцмана, M_i - молекулярный вес, $R = 8,31 \cdot 10^7$ эрг/г/град - универсальная газовая постоянная. Согласно закону Дальтона давление в смеси газов равно сумме их парциальных давлений. Тогда для сухого воздуха справедливо

$$P = R_B \rho T, \quad (2)$$

где $R_B = \frac{R}{M_B}$ - удельная газовая постоянная сухого воздуха, $M_B = 28,966$ -

средний молекулярный вес воздуха. Для влажного воздуха, поскольку содержание водяного пара весьма изменчиво, его вклад выделяется в уравнении состояния в явном виде:

$$P = R_w \rho T = R_B \left(1 + \frac{M_{H_2O}}{M_B} \frac{e}{P}\right) \rho T, \quad (3)$$

где e - парциальное давление водяного пара, а $M_{H_2O} = 18,016$ - его молекулярный вес.

2. Статика атмосферы

Законы статики описывают высотное распределение параметров атмосферы в отсутствии ее движения относительно земной поверхности. Как правило, они сохраняют свою силу и для реальной атмосферы. Основное уравнение статики выражает равновесие двух сил, действующих на элемент объема воздуха: градиента давления и силы тяжести. Учитывая уравнение состояния (3), имеем:

$$\frac{dP}{dh} = -g\rho = -g \frac{P}{R_w T}, \quad (4)$$

h - высота над земной поверхностью, g - ускорение свободного падения. Интегрирование (4) позволяет получить барометрическую формулу, которая описывает убывание давления с высотой:

$$P(h) = P_0 \exp\left(-\int_0^h \frac{g}{R_w T(z)} dz\right), \quad (5)$$

где P_0 - приземное давление. Формулы (4) и (5) позволяют вычислить высотные распределения (профили) плотности и давления для заданного профиля температуры. Возможно решить и обратную задачу - по известному профилю плотности или давления определить профиль температуры. Более общее выражение с учетом зависимости ускорения свободного падения от высоты и широты называется полной барометрической формулой Лапласа [2]. Из (4) и (5) легко получаются формулы для давления и плотности изотермической ($T(h) = \text{const} = T_0$) модели атмосферы:

$$P(h) = P_0 \exp\left(-\frac{gh}{R_w T_0}\right) = P_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right), \quad \rho(h) = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right). \quad (6)$$

Величина H называется *вертикальным масштабом* атмосферы и составляет около 10 км. Для линейной политропной модели

$$T(h) = T_0 + \gamma h, \quad (7)$$

хорошо описывающей температурный профиль в тропосфере, справедливы соотношения:

$$P(h) = P_0 \left(\frac{T_0 + \gamma h}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_w \gamma}}, \quad \rho(h) = \rho_0 \left(\frac{T_0 + \gamma h}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_w \gamma} - 1}. \quad (8)$$

В метеорологии для облегчения анализа карт барической топографии с учетом высотной зависимости g вводятся понятия геопотенциала Φ , который представляет собой работу, затрачиваемую на подъем единицы массы до уровня h , и геопотенциальной высоты h^* :

$$\Phi(h) = \int_0^h g(z) dz, \quad h^* = \frac{\Phi}{g_0}, \quad dh^* = \frac{g}{g_0} dh, \quad (9)$$

где $g_0 = 9,80665 \text{ м/с}^2$ - нормальное (стандартное) ускорение свободного падения.

3. Термодинамика атмосферы

Одним из важнейших процессов в атмосфере является перенос тепла. Определяющую роль в термодинамике атмосферы играет закон сохранения энергии или первое начало термодинамики, согласно которому приращение тепла воздушной частицы складывается из приращения внутренней энергии и работы, затраченной на расширение:

$$dQ = c_v dT + p dV, \quad (10)$$

где c_v - теплоемкость воздуха при постоянном объеме, dV - приращение объема. Для сухого воздуха с учетом уравнения состояния (2) и известного соотношения Майера между c_v и теплоемкостью при постоянном давлении c_p

$$c_p - c_v = R_B \quad (11)$$

уравнение (10) принимает вид, удобный для практического использования

$$dQ = c_p dT - R_B T \frac{dP}{P}. \quad (12)$$

Конкретное содержание первому началу термодинамики придает специфика рассматриваемого процесса. В частности, *изотермический процесс* протекает при постоянной температуре, *изобарический* - при постоянном давлении, *изохорный* - при постоянном объеме, а *адиабатический* (изэнтропийный) - без теплообмена. Последний из них играет весьма важную роль в физике атмосферы. Для адиабатического процесса $dQ = 0$ и уравнения (10) и (12) принимают вид

$$PdV = -c_v dT, \quad (13)$$

$$c_p dT = R_B T \frac{dP}{P}. \quad (14)$$

Если в результате адиабатического процесса произошел переход из состояния (T_0, P_0) в состояние (T, P) , то, интегрируя (14), получаем уравнение адиабатического процесса (Пуассона):

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{c_p - c_v}{c_p}} = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{\chi - 1}{\chi}}, \quad (15)$$

где $\chi = c_p / c_v = 1,40$ для двухатомных газов (для сухого воздуха). Можно также вычислить изменение температуры адиабатически поднимающейся частицы воздуха. Подставляя в (14) значение $\frac{dP}{P} = -\frac{g}{R_B T} dh$, получаем, что температура убывает с высотой линейно и ее постоянная производная со знаком минус называется сухоадиабатическим градиентом γ_a :

$$\frac{dT}{dh} = \gamma_a = -\frac{g}{c_p}. \quad (16)$$

Значение этой величины $\gamma_a = -9,8$ К/км - известная константа в метеорологии, определяющая условия устойчивости сухого воздуха (в метеорологии обычно под градиентом понимают производную со знаком минус). Если в атмосфере градиент температуры $\gamma = \frac{dT}{dh} = \gamma_a$, то сместившаяся воздушная частица будет иметь температуру, а следовательно и плотность, такую же, как у окружающего воздуха, то есть на нее не будет действовать сила плавучести, равная разности выталкивающей силы Архимеда и силы тяжести. Ее состояние в положении равновесия будет безразличным и такая стратификация называется сухобезразличной или равновесной. При $\gamma > \gamma_a$ температура с высотой падает медленнее (или даже растет), и сила плавучести при любом смещении из равновесия (вверх или вниз) возвращает частицу обратно. Такая стратификация называется сухоустойчивой. При $\gamma < \gamma_a$ сила плавучести действует, смещая частицу от исходного положения, поэтому состояние равновесия будет неустойчивым и соответствующая стратификация называется сухонеустойчивой. Изотермическая $\gamma = 0$ или инверсионная $\gamma > 0$ стратификации являются примерами сухоустойчивой стратификации. Описанный анализ устойчивости называется в метеорологии методом частицы.

Более строгий подход к анализу условий равновесия основан на рассмотрении плотности сил, действующих на адиабатически сместившийся по высоте на dh объем воздуха. Результат имеет вид:

$$f = -\omega_B^2 dh, \quad \omega_B^2 = -g\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} + \frac{g}{c^2}\right), \quad (17)$$

где ω_B - частота Брента-Вяйсяля, играющая важную роль в теории колебаний и волн в гидродинамике, а $c = \frac{\partial P}{\partial \rho}$ (в адиабатическом процессе) - скорость звука (около 330 м/с в обычных условиях). В приближении несжимаемой среды второе слагаемое в (17) отсутствует. Таким образом, точное условие устойчивого равновесия состоит в том, чтобы сила имела противоположное смещению направление (была возвращающей), т.е. чтобы $\omega_B^2 \geq 0$.

Для адиабатических процессов при пренебрежении сжимаемостью воздуха $\omega_B^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial h} = \frac{g}{T} (\gamma - \gamma_a)$, и условие равновесия совпадает с приведенным выше.

Для влажного воздуха, но при влажности меньше насыщенной, значение адиабатического градиента и условия равновесия остаются практически такими же, как для сухого воздуха. Ситуация осложняется для адиабатического процесса, протекающего во влажном насыщенном воздухе. Введем используемые в физике атмосферы характеристики влажного воздуха.

Упругость, или парциальное давление e водяного пара, насыщающего пространство над плоской поверхностью чистой воды обозначается через E и является быстро растущей функцией температуры. Она может быть описана эмпирической формулой [1]:

$$E = 6,1078 \cdot e^{\frac{17,575(T-273,155)}{T-31,255}} \text{ [мб]} \quad (18)$$

(1 мб = 1 гПа). *Относительная влажность* (в процентах):

$$f = \frac{e}{E} \cdot 100\% . \quad (19)$$

Очевидно, при насыщении $f = 100\%$.

Абсолютная влажность или плотность в г/м³:

$$\rho = \frac{216,7}{T} e . \quad (20)$$

Удельная влажность (весовая концентрация) - отношение массы водяного пара в объеме влажного воздуха к массе этого влажного воздуха:

$$q = \frac{\rho_{H_2O}}{\rho_W} = \frac{\rho_{H_2O}}{\rho_{H_2O} + \rho_B} =$$

$$= \frac{M_{H_2O}}{M_B} \frac{e}{P - (1 - \frac{M_{H_2O}}{M_B})e} = 0,62197 \frac{e}{P - 0,37803e} \quad (21)$$

Отношение смеси по массе (при малых значениях выражается в миллионных (ppmm) или миллиардных (ppbm) долях) :

$$q_m = \frac{\rho_{H_2O}}{\rho_B} = 0,62197 \frac{e}{P - e} . \quad (22)$$

Отношение смеси по объему (при малых значениях выражается в ppmv, ppbv):

$$q_V = \frac{e}{P} . \quad (23)$$

Интегральное содержание водяного пара в вертикальном столбе атмосферы (измеряется в г/см² или в см осажденной воды):

$$Q = \int_0^{\infty} \rho_{H_2O}(h) dh \quad (24)$$

Дефицит влажности $d = E - e$ (от величины d зависит испарение).

Точка росы - температура, при которой водяной пар, имеющий данную упругость, станет насыщенным паром.

Итак, при влажноадиабатическом процессе тепло расходуется также на конденсацию водяного пара или на испарение капель. Если температура воздуха падает с высотой, то при подъеме частицы влажного воздуха на некотором уровне ее влажность достигает насыщенного значения. Этот уровень называется *уровнем конденсации*. Адиабатический подъем до уровня конденсации называется *сухой стадией*, а выше этого уровня - *влажной стадией*. Во влажной стадии с учетом процессов испарения и конденсации уравнение первого начала термодинамики имеет вид:

$$dQ = c_v dT + PdV + Ldq , \quad (25)$$

где L - удельная скрытая теплота парообразования (конденсации) для случая процессов испарения или конденсации (эмпирическая формула $L = 2500 - 2,71 \cdot (T - 273.155)$ дж/г) или теплота сублимации пара в лед и снег ($L =$

2834,2 дж/г). Если образующаяся вода выпадает в виде дождя или снега, а не переносится с воздушной массой, то такой процесс называют *псевдоадиабатическим*. С учетом уравнения состояния (3)

$$dQ = c_p dT - R_w T \frac{dP}{P} + Ldq \quad (26)$$

Используя условие адиабатического процесса $dQ = 0$, из (25) и (26) имеем

$$c_v dT + PdV + Ldq = 0, \quad (27)$$

$$c_p dT - R_w T \frac{dP}{P} + Ldq = 0. \quad (28)$$

Подставляя из уравнения статики (4) $\frac{dP}{P} = -\frac{g}{R_w T} dh$, получаем

$$c_p dT + gdh + Ldq = 0, \quad (29)$$

откуда находим влажноадиабатический градиент

$$\gamma_a^w = \gamma_a - \frac{L}{c_p} \frac{dq}{dh} \quad (30)$$

Можно получить выражение для этой величины через давление и температуру воздуха, принимая во внимание, что в насыщенном состоянии из (21) следует $q = q_{sat} \approx 0,62197 \frac{E}{P}$:

$$\gamma_a^w = \gamma_a \frac{1 + \frac{L}{R_w T} q_{sat}}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{4251}{(T - 31.2)^2} q_{sat}} \approx \gamma_a \frac{1 + 31 q_{sat}}{1 + 181 q_{sat}}. \quad (31)$$

Влажноадиабатический градиент, как можно видеть из (31), всегда меньше по модулю, чем сухоадиабатический ($|\gamma_a^w| < |\gamma_a|$). При малых значениях

насыщенной влажности они близки между собой, а при больших - влажноадиабатический градиент стремится к значению $\gamma_a^w \approx \frac{1}{6} \gamma_a$.

Упомянутые выше процессы, включая адиабатический, являются частными случаями *политропного процесса*, для которого $dQ = c_{pt} dT$. Для политропного процесса $PV^m = \text{const}$, $TV^{m-1} = \text{const}$ и температурный профиль в атмосфере линейно убывает с высотой ($T = T_0 + \gamma h$). Показатель политропы $m = (c_p - c_{pt}) / (c_v - c_{pt})$. Справедливо

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{T_0 + \gamma h}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_B \gamma}}. \quad (32)$$

4. Радиационный режим атмосферы

4.1. Солнечное излучение

Процессы нагревания и охлаждения атмосферы, изменения ее устойчивости, испарения и конденсации воды в ней, превращения тепловой энергии в кинетическую энергию движения воздуха и, наконец, свойства климатов Земли зависят от меняющегося притока лучистой энергии Солнца, составляющего основной внешний источник энергии. Приток этот неодинаков в разных широтах, в разные сезоны и часы суток. Солнце находится в среднем на расстоянии $r_0 = 150$ млн. км от Земли, имеет радиус $r_S = 0,7$ млн. км.

По *закону Планка* поток излучения черного тела с единицы поверхности в единицу телесного угла и в единичном интервале длин волн в направлении нормали к поверхности (*энергетическая яркость*)

$$B_\lambda^{(0)} = \frac{2c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{ch}{kT\lambda}\right) - 1}, \quad (33)$$

где λ - длина волны, $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж/с - постоянная Планка, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана, c - скорость света. Это выражение описывает распределение энергии в спектре черного тела в зависимости от длины волны λ при температуре T . Для Солнца, которое излучает как черное тело с температурой поверхности 6000 К, максимум энергии излучения приходится на оптическую часть спектра электромагнитных волн (согласно *закону Вина* длина волны максимума излучения составляет $\lambda_{\text{max}} = 0,289 [см K] / T = 4,8$ мкм. *Спектральная излучательная способность* черного тела, т.е. энергия, испускаемая в единицу времени с единицы поверхности в единичном интервале длин волн во всех

направлениях в одну сторону (в полусфере) равна $\varepsilon_{\lambda}^{(0)} = \pi B_{\lambda}^{(0)}$. Интеграл от этой величины по частотам дает *полную испускающую способность* черного тела (*закон Стефана-Больцмана*)

$$\varepsilon^{(0)} = \sigma T^4, \quad (34)$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$ - *постоянная Стефана-Больцмана*.

В пределах точности наблюдений, исключая моменты солнечных вспышек и изменений рентгеновской радиации, поток энергии от Солнца постоянен. Полная энергия, излучаемая со всей поверхности Солнца в единицу времени $4\pi r_s^2 \varepsilon^{(0)} = 4\pi r_0^2 I_0$ сохраняется на сфере с радиусом, равным радиусу земной орбиты, поэтому на 1 м^2 перпендикулярной к лучам поверхности падает $I_0 = \varepsilon^{(0)} \left(\frac{r_s}{r_0}\right)^2 = 1368 \text{ Вт}$ энергии. Эту величину

называют *солнечной постоянной*. В течение года Земля описывает вокруг Солнца эллиптическую орбиту с малым эксцентриситетом $e = 0,016714$. Наблюдателю, находящемуся на Земле, кажется наоборот, что движется Солнце и в течение года проходит на небесном своде, среди звезд - большой круг небесной сферы, называемый эклиптической. При этом доходящее до Земли излучение Солнца меняется как $I = I_0 (r_0/r)^2$. Плоскость эклиптики (плоскость земной орбиты вокруг Солнца) составляет около 23° с плоскостью земного экватора. При этом в течение года для каждой земной точки на Земле высота Солнца меняется на $\pm 23^\circ$ по отношению к угловому положению данной точки на Земле. Приход солнечной радиации на 1 м^2 земной поверхности - величина инсоляции описывается $I = I_0 (r_0/r)^2 \cos(\theta)$, где θ - угол падения лучей на поверхность в рассматриваемом месте - *зенитное расстояние* Солнца. При суточном движении Солнце описывает дугу, а *зенитное расстояние* описывается $\cos\theta = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\Omega$. Часовой угол Ω в момент восхода и захода определяется из условия $\theta = \pi/2$, φ и δ - широта и склонение в сферической системе координат, связанной с осью вращения Земли и плоскостью земного экватора. В частности на экваторе, где $\varphi = 0$ долгота дня и ночи всегда равна 12 часам. Отметим, что для каждой точки Земли на высоте h день заметно длиннее, чем на поверхности, особенно в высоких широтах. Его продолжительность можно приближенно вычислить, полагая $\cos\theta = \sqrt{2h/R}$, где R - радиус Земли. Зная θ в любой момент суток можно вычислить инсоляцию, а интегрированием определить суммарную энергию, получаемую данной поверхностью, например, в течение суток.

Для вековых изменений климата надо учитывать изменение суммарной приходящей на Землю энергии, связанной с меняющейся формой

и положением в пространстве земной орбиты (под влиянием притяжения других планет).

Спектр Солнца разделяют на диапазоны: гамма-излучения (длины волн $\lambda < 10^{-5}$ мкм), рентгеновского излучения ($10^{-5} < \lambda < 10^{-2}$ мкм), ультрафиолетового ($10^{-2} < \lambda < 0,39$ мкм), видимого ($0,39 < \lambda < 0,76$ мкм), инфракрасного ($0,76 < \lambda < 3000$ мкм) и радиоизлучения ($\lambda > 0,3$ см). Выделяют также ближний УФ (0,29 - 0,39 мкм) и ближний ИК (0,76 - 2,4 мкм). Диапазон $0,29 < \lambda < 2,4$ мкм называют оптическим окном. В нем сосредоточено 95 % радиации Солнца и 80 % из радиации в этом диапазоне атмосфера пропускает. В УФ диапазоне содержится 9 % энергии солнечного излучения, в видимом - 47 %, в ИК диапазоне - 44 %.

Проникая в атмосферу, солнечный луч постепенно ослабляется. Это происходит из-за рассеяния и поглощения света молекулами газов воздуха, капельками воды облаков, пылинками и прочими причинами. Часть рассеянной радиации уходит обратно в мировое пространство. Поглощение (резонансное) обусловлено водяным паром, озоном, углекислым газом и N_2O . Полное ослабление dI_λ спектральной плотности потока или монохроматического потока радиации на данной длине волны I_λ (энергии солнечного излучения, проходящего в единицу времени через единичную площадку в единичном интервале длин волн) на пути в земной атмосфере dh при отвесном падении равно

$$dI_\lambda = -\rho\alpha I_\lambda dh, \quad \text{откуда}$$

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp\left(-\int_h^\infty \rho(h')\alpha(\lambda)dh'\right), \quad (35)$$

где $\alpha(\lambda) = \alpha_{ab}(\lambda) + \alpha_{sk}(\lambda)$ - коэффициент удельного ослабления - сумма коэффициентов поглощения и рассеяния, величина $\tau_\lambda(h) = \int_h^\infty \rho\alpha(\lambda)dh'$ называется оптической толщиной атмосферы на высоте h , где $I_0(\lambda)$ - спектральная плотность потока радиации на верхней границе атмосферы. При $h=0$

$$I_\lambda = I_{0\lambda} p_\lambda, \quad (36)$$

$p_\lambda = \exp(-\tau_\lambda)$ называется коэффициентом прозрачности атмосферы. Это та доля радиации, которая достигает поверхности Земли при отвесном падении лучей. Если луч падает наклонно под углом θ к вертикали и если считать земную поверхность и слои атмосферы плоскими, то элемент пути луча $ds = dh \sec\theta$ и справедлив закон Бугера

$$I_\lambda = I_{0\lambda} p_\lambda^{\sec\theta}. \quad (37)$$

Наблюдая суммарную радиацию во всем спектре, можно, аналогично приведенным формулам, вычислить средние коэффициент прозрачности p и оптическую толщину τ , зависящие от всех явлений рассеяния и поглощения для полного потока солнечного излучения (интеграла от спектральной плотности потока по длинам волн) $I = I_0 p = I_0 \exp(-\tau)$. Рассеяние ослабляет прямые лучи и создает рассеянный свет неба. Удельный коэффициент рассеяния молекулярного определяется по формуле релеевского приближения в теории рассеяния (размер частиц много меньше длины волны) $\alpha_{sk}(\lambda) = 32 \pi^3 (n-1)^2 / (3N\lambda^4)$, где n - показатель преломления воздуха, а N - число молекул в единице объема. Его частотная зависимость объясняет тот факт, что чистое небо - голубое, поскольку синие лучи рассеиваются существенно сильнее красных, а доля радиации более коротких волн в общем приходящем к атмосфере потоке солнечной радиации мала. Рассеяние света и его поглощение водяным паром, озоном и другими составляющими определяют ту долю прямой радиации Солнца, которая достигает поверхности Земли. Значительная часть рассеянной атмосферой и облаками радиации также достигает земной поверхности и ее называют рассеянной (диффузной) радиацией Солнца. Она существует при ясном и при пасмурном небе, а также в сумерках, до восхода и после захода Солнца. В спектре ясного неба для рассеянной радиации преобладают голубые и синие лучи, а рассеянный свет облаков почти белый. В замутненной атмосфере крупные частицы, сильно рассеивающие свет под малыми углами создают беловатый ореол около Солнца (рассеяние на крупных частицах описывает теория Ми). В умеренном и полярном климатах небо подолгу бывает покрыто облаками, поэтому сумма рассеянной радиации в этих районах велика и вносит большой вклад в общее количество солнечного тепла.

4.2. Собственное тепловое излучение атмосферы

Помимо солнечной радиации в атмосфере существует также собственное тепловое излучение. Испускательная способность нечерного тела, каковым является атмосфера, (поток энергии излучения, испускаемый единицей массы с единицы поверхности в единичном интервале длин волн и в единичном телесном угле в заданном направлении) связана с поглощательной способностью единицы массы $\alpha_{ab}(\lambda)$ (отношением поглощенной энергии к падающей) и испускательной способностью черного тела законом Кирхгофа

$$B_\lambda = \alpha_{ab} B_\lambda^{(0)} . \quad (38)$$

Тогда изменение спектральной интенсивности (мощности излучения на единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения в единичном интервале частот и телесных углов) излучения в атмосфере в приближении однократного рассеяния описывается следующим уравнением переноса излучения вдоль направления s (для плоско-слоистой модели атмосферы $ds = dh \sec\theta$, для сферически-симметричной с учетом

искривления пути луча из-за рефракции $ds = dh / \sqrt{1 - \frac{(n_0 r_0)^2}{(nr)^2}}$, где n - показатель преломления воздуха, $r = r_0 + h$ - геоцентрическое расстояние, r_0 - радиус Земли, $n_0 = n(r_0)$):

$$\frac{dJ_\lambda}{ds} = -\rho\alpha J_\lambda + \rho B_\lambda = -\rho\alpha J_\lambda + \rho\alpha_{ab} B_\lambda^{(0)}, \quad (39)$$

где первое слагаемое учитывает ослабление, а второе - собственное излучение в слое.

Интегрирование этого уравнения с соответствующими граничными условиями дает решение задачи для конкретных условий. Так, для плоскопараллельной модели атмосферы без учета рассеяния можно определить восходящее излучение на уровне h , задавая граничное условие на поверхности земли $J_\lambda(0, \theta) = J_0(\theta)$

$$J_\lambda(h, \theta) = J_0(\theta) \exp\left(-\frac{1}{\cos\theta} \int_0^h \alpha_{ab}(h') \rho(h') dh'\right) + \int_0^h \frac{\alpha_{ab}(h') \rho(h') B_\lambda^{(0)}}{\cos\theta} \exp\left(-\frac{1}{\cos\theta} \int_{h'}^h \alpha_{ab}(h'') \rho(h'') dh''\right) dh' \quad (40)$$

Величина $P_\lambda(\zeta, h, h') = \exp\left(-\frac{1}{\cos\zeta} \int_{h'}^h \alpha_{ab}(h'') \rho(h'') dh''\right)$ называется монохроматической функцией пропускания. Нисходящее излучение на уровне h определяется, если задавать граничное условие за пределами атмосферы $J_\lambda(\infty, \theta) = J_\infty(\theta)$

$$J_\lambda(h, \theta) = J_\infty(\theta) \exp\left(-\frac{1}{\cos\theta} \int_h^\infty \alpha_{ab}(h') \rho(h') dh'\right) + \int_h^\infty \frac{\alpha_{ab}(h') \rho(h') B_\lambda^{(0)}}{\cos\theta} \exp\left(-\frac{1}{\cos\theta} \int_h^{h'} \alpha_{ab}(h'') \rho(h'') dh''\right) dh' \quad (41)$$

Поток излучения определяется интегрированием интенсивности по телесному углу и длинам волн.

Состав излучения атмосферы сложный, он определяется суммой составляющих излучений различных по составу слоев атмосферы и прохождением этих составляющих через другие атмосферные слои. В

применении к "полупрозрачным" слоям атмосферы можно сказать, что их излучательная способность пропорциональна их поглощению.

В процессе поглощения излучения в атмосфере наибольшую роль играют водяной пар (до 17 % солнечного излучения), углекислый газ, озон и малые газовые составляющие N_2O , CH_4 и др. Водяной пар поглощает очень сильно в ИК диапазоне. Озон поглощает УФ излучение при $\lambda < 308$ нм, что приводит к нагреванию стратосферы. В ИК диапазоне находятся полосы озона на $\lambda = 4,75$, $9,57$ и $14,1$ мкм. Полоса поглощения CO_2 лежит в ИК диапазоне ($12,9$ - $17,1$ мкм), где влияние его сильнее чем паров воды. Здесь толщина слоя атмосферы, который посылает к поверхности Земли 90 процентов доходящей до нее радиации, равен всего 15 метрам. Излучение же высоких слоев атмосферы достигает Земли лишь в области "окна", и только в ней же излучение Земли может уходить в космос. На длинах волн более 12 мкм, где велико поглощение углекислым газом и парами воды, атмосфера мало прозрачна и сильно излучает. В этом диапазоне атмосфера задерживает излучение поверхности Земли, вследствие чего приходящая на поверхность солнечная радиация "греет" Землю. Это явление носит название парниковый эффект.

В каждой отдельной линии частота излучения, поглощаемого молекулой может изменяться из-за эффектов столкновений отдельных атомов и распределения их скоростей, что приводит к уширению линий поглощения и в конечном счете к изменению общей величины поглощения в зависимости от массы и параметров содержащихся газов и водяного пара.

5. Тепловое состояние атмосферы

4.1. Высотная стратификация атмосферы

Температурное поле атмосферы сильно неоднородно в пространстве и весьма изменчиво во времени. Эта неоднородность и нестационарность порождаются процессами самой различной природы. Так, солнечное излучение по-разному поглощается различными слоями атмосферы; нагрев и испарение с поверхности оказывают влияние в первую очередь на приземный слой атмосферы; неоднородность подстилающей поверхности порождает горизонтальные неоднородности температурного поля; динамика и неравномерность потока солнечного излучения также приводит к неоднородности и нестационарности в тепловом состоянии атмосферы. Фазовые переходы воды в атмосфере, приводящие к образованию облаков и осадков еще более усложняют картину атмосферного теплообмена, являясь энергетическим источником наиболее крупномасштабных атмосферных процессов.

При заданных источниках тепла, каковыми являются солнечное и собственное излучение, фазовые переходы воды и внутреннее трение, а также пожары, геотермальные и антропогенные источники, формирование потоков тепла определяется процессами переноса, которые выравнивают возникающие температурные контрасты. Такими процессами являются молекулярная теплопроводность, турбулентность, конвекция,

горизонтальный перенос воздушных масс (адвекция) и внутренние атмосферные волны.

В атмосфера по характеру распределения температуры и по роли различных механизмов разделяется на несколько слоев:

1) *пограничный слой* ($h < 1000$ м) - температурный режим и движение воздуха находится по влиянием взаимодействия с поверхностью, сильная суточная динамика. Включает:

а) *вязкий подслой* ($h < 1$ см) - профиль средней скорости совпадает с ламинарным течением, в переносе тепла преобладает молекулярная теплопроводность;

б) *приземный слой* ($h < 100$ м) - рост турбулентного переноса;

в) *собственно пограничный слой* - развитая турбулентность, конвекция.

2. *Тропосфера* ($h < 10$ км) - турбулентность, конвекция, конденсация и испарение в облаках, осадки, собственное ИК - излучение и поглощение солнечного излучения. Тропосфера излучает тепла больше, чем поглощает, поэтому температура падает с высотой в среднем линейно с градиентом около 6,5 К/км. Ее верхняя граница, где происходит инверсия градиента температуры, называется *тропопаузой*. Температура тропопаузы 190 - 220 К.

3. *Стратосфера* ($10 < h < 50$ км). Температура растет с высотой и ее профиль формируется за счет баланса между поглощением солнечного УФ излучения озоном в полосе Хартли (210 - 290 нм) и излучением CO_2 в ИК полосе 15 мкм. Верхняя граница стратосферы называется *стратопаузой*. Температура стратопаузы около 270 К.

4. *Мезосфера* ($50 < h < 90$ км). Температура падает с высотой из-за уменьшения содержания озона. Механизм ее формирования тот же, что и в стратосфере. Верхняя граница мезосферы называется *мезопаузой*. Ее температура - около 180 К.

5. *Термосфера* ($90 < h < 500$ - 600 км). Температура растет с высотой до 800 - 1500 К (в зависимости от солнечной активности). Ее профиль определяется балансом между нагревом солнечным УФ излучением с длинами волн $\lambda < 100$ нм, а также в континууме Шумана-Рунге (135 - 175 нм) и отводом тепла механизмами молекулярной и турбулентной теплопроводности вниз. Концентрация нейтральных молекул падает до 10^6 - 10^7 см⁻³.

5. *Экзосфера* (геокоорона) - от 500 - 600 км до 1500 К (условная граница нейтральной атмосферы), где концентрация молекул атомарного водорода падает до 100 см⁻³.

Атмосферу до 100 - 110 км называют также *гомосферой* (она однородна по составу), Ее верхняя граница называется *турбопаузой* (считается, что около этого уровня механизм турбулентного переноса, уменьшаясь, сравнивается с молекулярным перемешиванием). Слой выше 140 км называется *гетеросферой* - здесь состав атмосферы меняется с высотой и для каждой компоненты действует своя барометрическая формула.

Наконец, существует деление атмосферы на *среднюю* ($15 < h < 100$ км) и *верхнюю* - выше 100 км. Для верхней атмосферы характерны

неравновесные процессы, ее особенности - сильная зависимость состояния от солнечной активности, ионизация и диссоциация солнечным излучением и при соударениях молекул, химические процессы, изменение состава с высотой. Так, выше 200 км в составе начинает преобладать атомарный кислород, выше 1000 км - гелий, а выше 5000 км - атомарный водород. В средней и верхней атмосфере повышается концентрация ионов, образующих *ионосферу* Земли. Ионосфера разделяется на слои: слой D (70 - 90 км), слой E (90 - 130 км) и слой F - выше 130 км. Ниже 170 км преобладают ионы NO^+ и O_2^+ , от 170 до 1000 км - O^+ , а выше 1000 км - H^+ .

4.2. Математическое описание

Трехмерные процессы в атмосфере удовлетворяют *уравнению Навье-Стокса* (движения), Уравнение Навье-Стокса получается из 2-го закона Ньютона, примененного для импульса выделенного объема V , движущегося вместе с потоком и охватывающего одни и те же частицы:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \vec{V} dV = F_V + F_s,$$

(производная от импульса некоторого объема жидкости равна сумме объемных и поверхностных сил, действующих на выделенный объем. Дифференцирование приводит к искомому выражению, содержащему полную производную.

$$\rho \frac{dV}{dt} = \rho f - \text{grad } P + \left(\xi + \frac{\mu}{3} \right) \text{grad } \text{div } V + \mu \Delta V, \quad (42)$$

В систему уравнений гидродинамики входит также *уравнение энергии*

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \text{div}(k \text{ grad } T) + \mu \Phi + \xi (\text{div } V)^2 + \frac{dP}{dt} + Q \quad (43)$$

и *уравнение неразрывности*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0. \quad (44)$$

В (42) и (43) $\frac{d}{dt} = V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_h \frac{\partial}{\partial h}$ - полная (субстанциональная)

производная, μ - коэффициент динамической (сдвиговой) вязкости, ξ - коэффициент объемной вязкости (вторая вязкость, связанная с учетом сжимаемости воздуха - как правило, ее вклад учитывается в задачах,

связанных с поглощением звука), Φ - диссипативная функция - учитывает нагрев, связанный с вязким трением.

Плотность объемных сил f может включать в себя силу тяжести ($f = g$), центробежную силу $f_c = \Omega^2 r$ (Ω - часта вращения Земли) и силу Кориолиса ($f_k = -2\Omega \times r$). Градиент давления представляет собой вклад поверхностных сил, а два других слагаемых - влияние сил вязкости. Уравнение движения без сил вязкости называется уравнением Эйлера. Уравнение неразрывности выражает сохранение вещества в объеме V , содержащим одни и те же частицы ($\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = 0$).

Приведенная система нелинейных уравнений чрезвычайно сложна и обычно при решении частных задач используются различные приближения. Эти приближения связаны с рассмотрением задач меньшей размерности (одно- или двумерных), рассмотрением стационарных задач, описывающих установившиеся движения, когда из уравнений выпадает явная зависимость от времени. Уравнения упрощают, пренебрегая вкладом вязких сил или иных слагаемых по сравнению с другими, или полагая параметры среды постоянными.

Среди стационарных приближений наиболее известны *уравнения Прандтля*, описывающие пограничный слой. Это приближение для стационарного двумерного движения в пренебрежении сжимаемостью для малой толщины вязкого подслоя и больших чисел Рейнольдса имеет вид:

$$\rho V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + \rho V_h \frac{\partial V_h}{\partial h} = - \frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial h} (\mu \frac{\partial V_x}{\partial h}) \quad (45)$$

(закон сохранения количества движения),

$$\rho c_p V_x \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c_p V_h \frac{\partial T}{\partial h} = \frac{\partial}{\partial h} (k \frac{\partial T}{\partial h}) + V_x \frac{dP}{dx} + \mu (\frac{\partial V_x}{\partial h})^2 \quad (46)$$

(закон сохранения энергии),

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_h)}{\partial h} = 0 \quad (47)$$

(условие неразрывности).

4.3. Процессы переноса

Наиболее характерной особенностью атмосферы является тот факт, что все ее основные метеопараметры (температура, давление, плотность, влажность) изменяются с высотой гораздо сильнее, чем в горизонтальном направлении. Это позволяет для использования для описания состояния атмосферы высотные распределения (профили) этих параметров и (как правило) изучать процессы вертикального и горизонтального переноса

отдельно. В данном разделе мы сосредоточим внимание на вертикальном тепло- и массопереносе. Горизонтальный перенос, связанный в основном с крупномасштабной динамикой атмосферы, будет рассмотрен в соответствующих разделах. Рассмотрим основные закономерности температурного режима и теплообмена атмосферы, связанные с конкретными процессами. Выделение этих процессов из общих уравнений чаще всего позволяет получать точные решения задач.

5.3.1. Молекулярная теплопроводность и диффузия

Молекулярная теплопроводность - это процесс, в котором тепло передается в направлении убывания температуры путем соударений молекул. Если градиент температуры направлен в вертикальном направлении, то для потока тепла (количество теплоты, переносимое за единицу времени через единицу поверхности) справедливо *уравнение Фурье*:

$$J = -k \frac{dT}{dh}, \quad (48)$$

где k - *коэффициент теплопроводности*. Здесь же следует указать на аналогию молекулярной теплопроводности с явлением *диффузии* примеси (процесса выравнивания концентрации), где плотность диффузионного потока (масса примеси, переносимая за единицу времени через единичную площадку) подчиняется *первому закону Фика*:

$$J_q = -\rho D \frac{dq}{dh}, \quad (49)$$

где D - *коэффициент диффузии*. Закон выражает пропорциональность потока градиенту концентрации. При наличии в среде градиентов давления и температуры в потоке примеси появляются компоненты (которыми обычно можно пренебречь), связанные с указанными факторами, и более общее выражение для плотности потока имеет вид:

$$J_q = -\rho \left(D \nabla q + \frac{D_T}{T} \nabla T + \frac{D_P}{P} \nabla P \right), \quad (50)$$

где D_T - *коэффициент термодиффузии*, а D_P - *коэффициент бародиффузии*, которыми, как правило, пренебрегают. Существует соотношение между

коэффициентами $D = \frac{k}{1,9 \rho c_v}$ (для двухатомных газов).

В атмосфере при постоянном давлении теплообмен как функция времени описывается одномерным *уравнением теплопроводности (Фурье)*,

которое следует из уравнения энергии (43) и может быть получено также из (48):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k \text{ grad}T) + \frac{Q}{\rho c}, \quad (51)$$

где Q - количество теплоты как функция координат и времени, выделяемое указанными выше источниками в единице объема за единицу времени. Для вертикального теплообмена в среде с постоянными параметрами без источников уравнение (51) принимает наиболее простой вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial h^2}, \quad (52)$$

где $a^2 = \frac{k}{\rho c}$ - коэффициент температуропроводности. Важно отметить, что для потока тепла справедливо точно такое же уравнение, но величина a^2 может быть функцией высоты. Аналогичное уравнение для динамики концентрации примеси называется *вторым законом Фика*:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = D \frac{\partial^2 q}{\partial h^2}. \quad (53)$$

Решения (52) и (53) для заданных начальных и граничных условий могут быть получены в явном виде. Так, если известен профиль температуры $T^0(h) = T(h, t_0)$ в момент t_0 (начальное условие) и эволюция температуры воздуха у поверхности $T_0(t) = T(0, t)$ (граничное условие), то решение (52) имеет вид:

$$\begin{aligned} T(h, t) = & \int_{t_0}^t T_0(\tau) \frac{h}{\sqrt{4\pi a^2(t-\tau)^3}} \exp\left(-\frac{h^2}{4a^2(t-\tau)}\right) d\tau + \\ & + \int_0^\infty T^0(\zeta) \left[e^{-\frac{(h-\zeta)^2}{4a^2(t-t_0)}} - e^{-\frac{(h+\zeta)^2}{4a^2(t-t_0)}} \right] \frac{d\zeta}{\sqrt{4\pi a^2(t-t_0)}}. \end{aligned} \quad (54)$$

если момент t_0 отодвигается в прошлое ($t_0 \rightarrow -\infty$), то вклад 1-го слагаемого () стремится к нулю, т.е. влияние начальных условий затухает со временем. Граничное условие может быть задано для потока тепла через поверхность

$J_0(t) = -k \frac{dT}{dh}(0, t)$. Тогда решение имеет вид:

$$T(h,t) = \int_{-\infty}^t J_0(\tau) \frac{a}{k\sqrt{\pi(t-\tau)}} \exp\left(-\frac{h^2}{4a^2(t-\tau)}\right) d\tau. \quad (55)$$

Здесь для простоты интегрирование ведется от $\tau=-\infty$, и первое слагаемое, аналогичное такому же в (54), соответствующее вкладу начальных условий, исчезает. Между эволюцией температуры поверхности и тепловым потоком через нее существует более простая связь:

$$J_0(t) = \frac{k}{\sqrt{\pi} a} \int_{-\infty}^t \frac{dT_0}{d\tau}(\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}. \quad (56)$$

Скорость распространения тепла определяется характерным временным параметром $\Gamma_h = \frac{h^2}{a^2}$. Его физический смысл можно видеть, если рассмотреть реакцию температурного профиля (54) на единичный скачок ($T_0(t) = 0, t < 0, T_0(t) = 1, t \geq 0$):

$$T(h,t) = \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\Gamma_h}{4t}}\right). \quad (57)$$

Видно, что время распространения тепла до определенного уровня пропорционально квадрату его высоты.

Для физики атмосферы весьма важен частный случай, когда граничное условие - периодическая функция, поскольку такой функцией может быть приблизительно описана суточная и сезонная динамика температуры. Итак, если $T_0(t) = T_0 \cos(\omega t)$, то динамика профиля температуры описывается формулой:

$$T(h,t) = T_0 e^{-\beta h} \cos(\omega t - \beta h), \quad \beta = \sqrt{\frac{\omega}{2a^2}}. \quad (58)$$

Можно видеть, что величина температурных вариаций экспоненциально затухает с высотой с характерным масштабом $1/\beta$, который определяет толщину слоя атмосферы, за пределами которого суточная динамика, связанная с влиянием теплопередачи от поверхности практически отсутствует. Толщина этого слоя составляет около километра, а под a^2 - здесь следует понимать некоторый эффективный коэффициент теплопроводности, смысл которого будет определен ниже.

И, наконец, известно точное решение (52) для слоя, где заданы граничные условия $T_1(t)$ и $T_2(t)$ соответственно на нижней ($h = 0$) и верхней ($h = l$) его поверхности:

$$T(z, t) = \int_{-\infty}^t \{T_1(\tau) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \pi n a^2 \sin\left(\frac{\pi n(h-l)}{l}\right) \exp\left[\left(\frac{\pi n a}{l}\right)^2 (t-\tau)\right] + T_2(\tau) \sum_{n=1}^{\infty} \pi n a^2 \sin\left(\frac{\pi n(h-l)}{l}\right) \exp\left[\left(\frac{\pi n a}{l}\right)^2 (t-\tau)\right]\} d\tau \quad (59)$$

Если значения температуры на границах постоянны ($T_1(t) = T_1$, $T_2(t) = T_2$), то (59) внутри слоя стремится к линейному профилю $T(z) = T_1 + h(T_2 - T_1) / l$.

Другой класс точных решений уравнений теплопроводности и диффузии составляют стационарные решения. В этом случае уравнение (51) принимает вид уравнения Пуассона:

$$\text{div}(k \text{ grad} T) = -\frac{Q}{c\rho} \quad (60)$$

решение которого определяет функция распределения источников. Для одномерной функции источников это уравнение интегрируется:

$$J(h) = -k \frac{dT}{dh} = J_0 + \int_0^h \frac{Q}{c\rho}(h') dh' \quad (61)$$

$$T(h) = T_0 - \int_0^h \frac{J}{k}(h') dh' \quad (62)$$

В реальной атмосфере коэффициенты в уравнениях теплопроводности неоднородны и нестационарны, теплообмен тесно связан с трехмерной динамикой движения воздуха, поэтому, как правило, в конкретных задачах используются численные методы в рамках определенных приближений, справедливых для рассматриваемых условий.

5.3.2. Турбулентность

В температурном режиме атмосферы важную роль играет тепло- и массообмен с подстилающей поверхностью. Его описание основано на подходе Ричардсона, в котором скорость и температура рассматриваются с точки зрения теории случайных процессов. В уравнениях выделяются средние скорость и температура и их флуктуационные компоненты. Среднее значение флуктуаций температуры и скорости считается равным нулю, но их корреляционные функции отличны от нуля. Тогда приведенные выше уравнения гидродинамики могут сохранять свою силу для средней скорости

и температуры, если коэффициенты переноса (вязкость, коэффициенты диффузии и теплопроводности) учитывают турбулентный механизм переноса, обусловленный корреляцией флуктуаций случайной составляющей скорости. Прандтлем была сформулирована теория турбулентного пограничного слоя, который состоит из вязкого (ламинарного) подслоя, переходного слоя и турбулентного ядра. Эта теория основана на уравнениях Прандтля (45-47), записанных для средней скорости и температуры, где коэффициенты вязкости и теплопроводности представляют собой сумму молекулярного и турбулентного слагаемых.

Механизм молекулярной теплопроводности и диффузии определяет вертикальный перенос тепла и примесей, как правило, только в тонком приземном слое воздуха, называемым вязким подслоем, где из-за влияния сил вязкости для средней скорости сохраняется ламинарный режим. Толщина вязкого подслоя даже при минимальном ветре составляет обычно менее сантиметра. Густая растительность (например, трава) или шероховатость поверхности может увеличивать толщину этого слоя. При наличии температурного контраста между подстилающей поверхностью и воздухом именно в вязком подслое происходит основной перепад температур, причем динамика температуры может быть приближенно описана точным решением уравнения теплопроводности (59) для двухслойной среды по коэффициенту теплопроводности. За время порядка нескольких секунд в вязком подслое устанавливается температурный профиль, близкий к линейному. Стационарное решение (линейный профиль)

$$T(h) = T_0 - \frac{J_0}{k} h \quad (63)$$

получается из уравнения энергии (46)

$$\frac{d}{dh} \left(k \frac{dT}{dh} \right) = 0, \quad T(h=0) = T_0, \quad \frac{dT}{dh}(h=0) = J_0. \quad (64)$$

Стационарный профиль средней скорости также имеет линейный вид

$$V_x(h) = \frac{\tau_0}{\mu} h, \quad (65)$$

который следует из уравнения Навье-Стокса (45) для рассматриваемого случая

$$\frac{d}{dh} \left(\mu \frac{dV_x}{dh} \right) = 0, \quad V_x(h=0) = 0, \quad \frac{dV_x}{dh}(h=0) = \frac{\tau_0}{\mu}, \quad (66)$$

где τ_0 - постоянная, определяющая величину вязкого тангенциального напряжения $\mu \frac{\partial V_x}{\partial h} (h = 0)$ на поверхности.

Если условия устойчивы, то можно ввести коэффициент теплообмена α между воздухом и поверхностью через соотношение, называемое законом Ньютона:

$$J_0 = -\alpha(T_0 - T_1), \quad \alpha = \frac{k}{h_0} \quad (67)$$

где T_0 - температура поверхности, а T_1 - на выходе из вязкого подслоя, толщина которого h_0 определяется уровнем турбулентности, который, может быть весьма изменчивым.

Выше вязкого подслоя расположен переходный слой, где на перенос тепла и примесей осуществляется и молекулярной теплопроводностью и турбулентностью воздуха а еще выше - турбулентное ядро - часть пограничного слоя, где механизм турбулентности преобладает. Турбулентность - хаотичное движение воздуха, возникает под влиянием ветра, когда с ростом скорости воздушного потока последний теряет устойчивость, характерную для ламинарного режима; образуются вихри, сначала наиболее крупномасштабные, потом эти вихри дробятся и порождают целую иерархию масштабов воздушных движений от внешнего (порядка сотен метров) до внутреннего (менее сантиметра) при котором под влиянием вязкости дальнейшего дробления не происходит и энергия наименьших вихрей диссипирует в тепловое движение молекул.

Турбулентность в атмосфере возникает по мере роста числа Рейнольдса

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} \quad (V - \text{скорость, а } L - \text{характерный линейный масштаб (для}$$

атмосферы имеет смысл высоты h), μ - коэффициент динамической вязкости) при некотором его критическом значении $Re_c \sim 1000$. Величина числа Re характеризует степень турбулентности, и от нее зависит толщина вязкого подслоя.

Влияние механизма турбулентности на перенос тепла и примесей учитывают на основе понятия о турбулентной диффузии в рамках описанного выше подхода. При этом оказывается, что перенос определяется теми же уравнениями, но в них k - коэффициент турбулентной теплопроводности, a^2 - коэффициент турбулентной температуропроводности, а D - коэффициент турбулентной диффузии. При этом вместо температуры в уравнения теплопроводности входит так называемая потенциальная температура

$$\Theta(h) = T(h) - \gamma_a h, \quad (68)$$

так как при адиабатическом смещении воздуха не происходит передачи тепла (температура воздушной частицы остается равной температуре окружающего воздуха), и поток тепла определяется отклонением градиента температуры от адиабатического. Полагают, что коэффициент турбулентной теплопроводности a^2 возрастает в переходном слое от величины молекулярной теплопроводности $a_0^2 = 0,176 \cdot 10^{-4} \frac{M^2}{c}$ в вязком подслое по закону, близкому к линейному, т.е.

$$a^2(h) = a_0^2 + \alpha h, \quad (69)$$

и уже на высоте 1 м составляет 0,05 - 0,5 м²/с, на верхней границе приземного слоя (обычно около 100 м), а выше, где его обычно полагают в среднем постоянным, как в пограничном слое (около 1 км), так и далее в тропосфере - его величина составляет обычно 0,5 - 5 м²/с, но может испытывать в зависимости от условий вариации более, чем на порядок. Полагая, что в приземном слое условия квазистационарны, то есть тепловой поток сохраняется равным потоку на выходе из вязкого подслоя J_0 , путем интегрирования (62) получают *логарифмический закон* для температурного профиля:

$$T(h) = T_0 - \frac{J_0}{c_p \rho_0 \alpha} \ln \frac{a_0^2 + \alpha h}{a_0^2} + \gamma_a h, \quad (70)$$

где T_0 и ρ_0 - значения на выходе из вязкого подслоя.

Полагая, что коэффициент турбулентной вязкости $\mu_T = \rho K$ (K - кинематический коэффициент турбулентной вязкости) может быть задан линейным соотношением

$$\mu_T = \rho v_* l_T = \rho v_* \kappa (h - h_0), \quad (71)$$

где $l_T = \kappa (h - h_0)$ - введенная М.Д.Миллионщиковым длина свободного пробега при турбулентном перемешивании (по аналогии с длиной свободного пробега молекул l , которая определяет коэффициент молекулярной вязкости $\mu = \rho \nu l$, где ν - тепловая скорость молекул, h_0 - толщина вязкого подслоя, $\kappa=0,38$ - *постоянная Кармана*, $v_* = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ - *скорость трения или динамическая скорость*, близкая по величине к пульсационной случайной скорости турбулентного движения на верхней

границе вязкого подслоя), из уравнения (45), (71) и условия (66) на верхней границе вязкого подслоя

$$\frac{d}{dh}[(\mu + \mu_\tau) \frac{\partial V_x}{\partial h}] = 0; \quad (\mu + \mu_\tau) \frac{\partial V_x}{\partial h} = \tau_0 \quad (72)$$

можно получить логарифмический закон и для вертикального профиля средней горизонтальной компоненты скорости ветра:

$$V_x(h) = \frac{v_*}{\kappa} \ln\left[1 + \frac{\kappa v_* \rho}{\mu} (h - h_0)\right] + \frac{h_0 v_*^2 \rho}{\mu} \quad (73)$$

Отметим, что толщина вязкого подслоя в (71-73) является эмпирическим параметром. Из физических соображений его можно оценить как

$$h_0 \approx \frac{\mu}{\rho v_*} [4], \text{ тогда на верхней границе вязкого подслоя имеем } V_x = v_*.$$

Отметим, что изложенная теория логарифмического распределения дает скорее качественное описание.

5.3.3. Теория подобия Монина-Обухова

В теории подобия Монина-Обухова для приземного слоя учитывается характер стратификации атмосферы. Утверждается, что безразмерные отношения для температуры (T/T_*) и средней скорости горизонтального ветра (V_x/v_*) являются универсальными функциями безразмерного параметра высоты (параметра статистической устойчивости) ζ

$$= h/L^*. \text{ Здесь } L^* = \frac{v_*^2}{\kappa^2 \beta T^*} - \text{ масштаб Монина-Обухова, } \beta = g/T - \text{ параметр}$$

$$\text{плавучести, } T_* = -\frac{J_0}{\kappa c_p \rho v_*} - \text{ масштаб температуры, } J_0 - \text{ турбулентный}$$

поток тепла. При неустойчивой стратификации, когда $J_0 > 0$, масштабы T_* и L_* отрицательны; при устойчивой, когда $J_0 < 0$, масштабы T_* и L_* - положительны. При приближении градиента температуры к адиабатическому, когда $J_0 = 0$, масштаб $T_* \rightarrow 0$, а $L_* \rightarrow \pm\infty$. Пулуэмпирические формулы теории Монина-Обухова имеют вид:

$$\begin{aligned}
V_x(h) - V_x(h_1) &= \frac{v_*}{\kappa} [f(\zeta) - f(\zeta_1)], \\
T(h) - T(h_1) &= T_* [f(\zeta) - f(\zeta_1)], \\
& \qquad \qquad \qquad \zeta > 0, \\
f(\zeta) &= \begin{cases} \ln \zeta & -0,07 \leq \zeta \leq 0, \\ 0,25 + 1,2\zeta^{-1/3} & \zeta < -0,07 \end{cases}
\end{aligned} \tag{74}$$

5.3.4. Конвекция. Критерии подобия

Важным процессом переноса тепла в атмосфере может быть *конвекция*. Конвекцией называется перенос массы, связанный с перемещением воздуха. Различают вынужденную конвекцию - движение под действием сторонних механических сил, - и свободную конвекцию - движение воздуха в неустойчиво стратифицированной атмосфере под действием сил плавучести. Свободная конвекция не может быть одномерным процессом в принципе, так как если какой-то объем воздуха поднимается от поверхности, то его место может занять другой объем воздуха только путем горизонтального перемещения. Это свойство выражает уравнение неразрывности (44).

Уравнения Прандтля (45-47) используются и для описания конвекции, причем, из-за их чрезвычайной сложности, чаще всего - методами численного анализа. Область применимости получаемых решений (как численных, так и аналитических) существенно расширяется с помощью аппарата теории подобия, где вводятся безразмерные числа (критерии) - комбинации параметров среды, от которых зависит тот или иной процесс. При этом решения, полученные для исходных условий сохраняются в силе для других условий, если условия изменяются таким образом, что эти числа сохраняют свои значения. Для турбулентности таким числом является введенное выше число Рейнольдса. Для теплообмена с поверхностью при

свободной конвекции определяющим является *число Нуссельта* $Nu = \frac{\alpha L}{k}$ (L - характерный линейный масштаб). Другие безразмерные параметры - это

число Прандтля $Pr = \frac{vc_p}{k} = \frac{\nu}{a^2}$ ($Pr = 0,733$ для воздуха и $Pr = 6,75$ - для

воды), *число Грассгофа* $Gr = \frac{gL^3\beta_T\Delta T}{\nu^2}$ (β_T - коэффициент объемного

температурного расширения, ΔT - характерный перепад температур, $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ -

коэффициент кинематической вязкости), число Релея

$$R = Gr \cdot Pr = \frac{gL^3\beta_T\Delta T}{\nu a^2}, \quad \text{температурный фактор} \quad T_W = \frac{T_1}{T_0},$$

характеризующий относительное изменение температуры. Приведем также

для полноты число Фруда $Fr = \frac{V^2}{Lg}$, число Пекле $Pe = \frac{VL}{a^2}$ (V - скорость

относительно поверхности теплообмена; число $Pe = Re \cdot Pr$ характеризует условия теплообмена - при больших значениях Pe теплообмен конвективный, а при малых действует механизм молекулярной теплопроводности) и число

Струхала $S = \frac{V\tau}{L}$, в котором τ - характерный период колебаний тела в

потоке. Распределения скорости, температуры и других параметров представляются в конкретных случаях функциями (чаще всего, эмпирическими) приведенных параметров. Так, распределения скоростей одинаковы в потоках с одинаковым числом Рейнольдса, а в случаях, когда существенна сила тяжести, оно будет зависеть также от числа Фруда. Теплопередача между поверхностью и атмосферой при конвекции определяется числом Нуссельта и для данного типа конвекционного движения это число является функцией

$$Nu = f(Re, Pr, T_W), \quad (75)$$

представляющей собой один из критериальных законов. При малых числах Рейнольдса $Nu = const$. При больших числах Рейнольдса конвекция приобретает турбулентный характер. При рассмотрении свободной конвекции процессы (распределения скоростей и температур) зависят от чисел Грассгофа и Прандтля, а при $Pr \geq 0,5$ - от чисел Релея и Прандтля, то есть течения подобны, если эти числа для них одинаковы. При $Pr \geq 0,5$ число Нуссельта зависит только от числа Релея. Число Релея имеет фундаментальное значение для анализа условий развития конвекции. Если между двумя плоскими поверхностями на расстоянии Δh существует перепад температур ΔT (температура нижней плоскости больше), то при

$R > R_{кр} = \frac{g\beta_T\Delta T(\Delta h)^3}{\nu a^2} = 1708$ возникает стационарное периодическое

конвективное движение, причем пространство разделяется на конвективные ячейки, в каждой из которых движение происходит по замкнутым траекториям. Точная симметрия ячеек теоретически неизвестна, наиболее простая из них - система параллельных полос.

В практических задачах, связанных с конвективным теплообменом в атмосфере вводится понятие длины перемешивания l - линейного масштаба,

на котором воздушный элемент полностью отдает свою энергию окружающей среде:

$$l = \frac{P}{\nabla P} . \quad (76)$$

Тогда поток тепла записывается через эффективный коэффициент теплопроводности как

$$J = k_{эфф} (-\nabla T + \gamma_a), \quad k_{эфф} = \frac{1}{2} l c_p \rho V, \quad (77)$$

а скорость движения конвективного элемента определяется из условия равенства его кинетической энергии работе сил плавучести на длине перемешивания:

$$\frac{1}{2} \rho V^2 = \frac{1}{8} \rho \frac{-\nabla T + \gamma_a}{T} g l^2 . \quad (78)$$

В реальной атмосфере свободная конвекция развивается в условиях неустойчивой стратификации над нагретыми участками поверхности. Конвективные потоки имеют форму вертикальных *струй* или вихрей, масштаб которых линейно растет с высотой. Другой формой конвекции являются *термики* - потоки в форме сферических или тороидальных пузырей. Струи осуществляют перенос тепла и влаги до уровня конденсации и формируют облака, где в динамику вступают процессы конденсации и выделения скрытой теплоты. От облаков по краям расходятся нисходящие потоки воздуха. Скорость конвективных движений составляет от долей до 30 - 40 м/с около мощных кучевых облаков (типично - 3 - 6 м/с). В быстрых конвективных потоках происходит турбулизация воздуха, струи искривляются под влиянием ветра. Средний диаметр конвективных струй и термиков составляет около 100 м, но вариации их размеров весьма велики. Средняя концентрация - 40 струй/км² и 750 термиков/км³. Конвекция действует в пределах тропосферы. Выше, в стратосфере, температурный градиент меняет знак и атмосфера становится устойчивой.

5.3.5. Перенос тепла и примесей ветром

При наличии горизонтальных неоднородностей температуры задача определения поля температуры с учетом горизонтального движения чаще всего решается для стационарного случая в приближении постоянной скорости ветра V_x , направленного вдоль горизонтального направления x . Тогда из уравнения энергии (46) имеем

$$\rho V_x \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial h} \left(k \frac{\partial T}{\partial h} \right), \quad (79)$$

которое для постоянных параметров является параболическим уравнением, аналогичным уравнению Фурье (52). Его решения позволяют при заданных граничных $T(h,0) = T^0(h)$ или начальных $T(0,x) = T_0(x)$ условиях определять стационарное поле $T(h,x)$:

$$T(h,x) = \int_{0_0}^x T_0(\chi) \frac{h}{\sqrt{4d^2(x-\chi)^3}} \exp\left(-\frac{h^2}{4d^2(x-\chi)}\right) d\chi + \int_0^\infty T^0(\zeta) \left[e^{-\frac{(h-\zeta)^2}{4d^2x}} - e^{-\frac{(h+\zeta)^2}{4d^2x}} \right] \frac{d\zeta}{\sqrt{4\pi d^2x}}. \quad (80)$$

где $d = k/\rho V_x$. При $T_0(x) = 0, x < 0, T_0(x) = 1, x \geq 0$ и нулевых граничных условиях поле единичного температурного возмущения на поверхности приведет к неоднородности профиля температуры, описываемой формулой:

$$T(h,x) = \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{h^2}{4d^2x}}\right). \quad (81)$$

Диффузия примеси описывается уравнением, аналогичным (53). Приведем здесь для полноты общее (полуэмпирическое) выражение, применяемое для описания поля концентрации примеси с учетом движения атмосферы (оно получается путем обобщения (53) с заменой частной производной по времени на полную:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + V_x \frac{\partial q}{\partial x} - W \frac{\partial q}{\partial h} + \alpha s = \frac{\partial}{\partial h} \left(D_h \frac{\partial q}{\partial h} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial q}{\partial y} \right), \quad (82)$$

где W - скорость гравитационного оседания диффундирующих частиц, $\ln 2/\alpha$ - период полураспада примеси. Если опустить первое слагаемое (стационарность), третье и четвертое слагаемые в левой части (82), а также положить постоянным коэффициент диффузии (в данном случае - турбулентной) D , то получается уравнение для стационарного распределения примеси под действием ветра, аналогичное (80).

5.3.6. Внутренние волны

Наряду с конвекцией перенос массы и тепла осуществляется в атмосфере через механизм *внутренних гравитационных волн (ВГВ, атмосферные волны)*, которые распространяются на существенно большие высоты, чем конвекция и являются основным источником турбулентности в

стратосфере и мезосфере. Известно, что ВГВ возникают в неоднородной по плотности среде, каковой и является атмосфера. Внутренние волны генерируются такими источниками, как атмосферные фронты, штормы, тектонические процессы, препятствия на пути ветра (горы) и могут распространяться на большие расстояния от источников (сотни и тысячи километров) практически без затухания, перенося значительную энергию. При рассмотрении волн уравнения (42) и (44) линеаризуют по скорости, давлению и плотности вместе с уравнением состояния в виде $\frac{dp}{dt} = c^2 \frac{d\rho}{dt}$, используемым вместо (43) для замыкания системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\nabla P}{\rho_0} + \mathbf{g} \frac{\rho}{\rho_0} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho_0}{\partial h} V_h + \rho_0 \nabla V &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial P}{\partial t} + \rho_0 \frac{\omega_B^2(h)}{g} V_h &= 0. \end{aligned} \quad (83)$$

Здесь V - скорость волнового движения, P , ρ - отклонения от равновесных величин P_0 , ρ_0 . Для несжимаемой жидкости, когда рассматриваются не звуковые, а внутренние волны, слагаемое, содержащее скорость звука c , выпадает и получается уравнение для внутренних волн:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta V_h + \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dh} \frac{\partial V_h}{\partial h}) + \omega_B^2(h) \Delta_{\perp} V_h = 0. \quad (84)$$

Здесь Δ_{\perp} - лапласиан по поперечным к h координатам. Когда вторым слагаемым в скобках (84) пренебрегают, то получается известное приближение Буссинеска (малых амплитуд смещения по сравнению с высотным масштабом колебаний):

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta V_h + \omega_B^2(h) \Delta_{\perp} V_h = 0, \quad (85)$$

где $\omega_B^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial h} = \frac{g}{T} (\gamma - \gamma_a)$ - частота Брента-Вяйсяля, в которой также отсутствует слагаемое, содержащее скорость звука. В безграничной среде (атмосфере) с постоянной ω_B могут распространяться волны с частотами ω

$\leq \omega_B$. Частота ВГВ связана с направлением (углом места) ее волнового вектора $\omega = \omega_B \cos \theta$, а для угла направления групповой скорости (направления переноса энергии) справедливо $\sin \theta_{gp} = \frac{\omega}{\omega_B}$. Периоды,

которые соответствуют частоте Брента-Вяйсяля, составляют в тропосфере от единиц до десятков минут, длины волн - несколько километров.

В устойчиво стратифицированном пограничном слое или его части толщиной Δh , где частота $\omega_B = \omega_B(h)$ для ВГВ могут создаться условия волноводного распространения, при котором в пределах этого слоя будет происходить периодическое адиабатическое поднимание и опускание воздуха. В этом случае решение ищут в виде гармонической волны, распространяющейся в горизонтальном направлении

$$V_z = \Phi(h) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]. \quad (86)$$

Подстановка (86) в (85) дает обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 \Phi}{dh^2} + k^2 \left(\frac{\omega_B^2}{\omega^2} - 1 \right) \Phi = 0. \quad (87)$$

В качестве граничных условий обычно задаются нулевое на поверхности (исключающее поверхностные моды) и условие ограниченности решения при $h \rightarrow \infty$ (свободной верхней границы). Решение дает набор собственных чисел k_n и собственных векторов $\Phi_n(h)$ (мод, распространяющихся в заданном волноводе). С ростом порядка моды растет число нулей соответствующего собственного вектора внутри волновода.

Амплитуда основных мод вертикальной компоненты скорости составляет 1 - 3 м/с. Соответственно, амплитуды температурных вариаций в ВГВ составляют от десятых долей до единиц градусов. ВГВ могут опрокидываться (нелинейный эффект), что является основным источником турбулентности в средней и верхней атмосфере.

5.3.7. Радиационный теплообмен

Радиационный теплообмен в атмосфере связан с поглощением, рассеянием и излучением в атмосфере солнечного излучения, а также излучения земной поверхности (собственного и отраженного). Этот процесс описывается уравнениями переноса излучения (39-40). Спектральная и угловая зависимости параметров поглощения и рассеяния в реальной атмосфере очень сложны, поскольку определяются многими газовыми и аэрозольными компонентами. Рассмотрим радиационный теплообмен слоя толщиной dh на высоте h в рамках двухпоточкового приближения (при пренебрежении переносом рассеянного излучения). Согласно (39) на высоту

h приходят компоненты спектральной интенсивности восходящего и нисходящего излучения:

$$\begin{aligned} \cos\zeta \frac{dJ_{\lambda}^{\uparrow}}{dh} &= -\rho\alpha J_{\lambda}^{\uparrow} + \rho\alpha_{ab} B_{\lambda} \\ \cos\zeta \frac{dJ_{\lambda}^{\downarrow}}{dh} &= \rho\alpha J_{\lambda}^{\downarrow} - \rho\alpha_{ab} B_{\lambda} \end{aligned} \quad (88)$$

Для определения полного притока энергии к выделенному слою уравнения (88) интегрируют по углу ξ от 0 до $\pi/2$, по азимуту от 0 до 2π и по длине волны. При этом уравнения для восходящего и нисходящего потоков (мощность излучения на единицу площади) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dI^{\uparrow}}{dh} &= \alpha_L \rho (\sigma T^4 - I^{\uparrow}) \\ \frac{dI^{\downarrow}}{dh} &= \alpha_L \rho (I^{\uparrow} - \sigma T^4) \end{aligned} \quad (89)$$

где α_L - средний удельный коэффициент поглощения (его формирует в основном длинноволновая часть спектра). Необходимо также учесть поток солнечного излучения, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{dI_s}{dh} = \alpha_s \rho I_s, \quad (90)$$

где α_s - средний коэффициент поглощения солнечной радиации (его в основном формирует коротковолновая часть спектра), и теплопроводность (вообще говоря, турбулентная) внутри слоя. В результате имеем

$$\frac{dT}{dh} = \alpha_L \rho (I^{\uparrow} + I^{\downarrow} - 2\sigma T^4) + \alpha_s \rho I_s + k \left(\frac{dT}{dh} - \gamma_a \right), \quad (91)$$

Уравнение (91) можно использовать, чтобы получить стационарное решение для температурного распределения, полагая производную потока равной нулю:

$$\frac{dT}{dz} = \gamma_a - \frac{\alpha_L \rho}{k} (I^{\uparrow} + I^{\downarrow} - 2\sigma T^4) - \frac{\alpha_s \rho}{k} I_s. \quad (92)$$

Представленное уравнение позволяет вычислять температурное распределение главным образом верхних слоев атмосферы, где излучение является основным фактором температурного режима.

5.3.8. Теплообмен с поверхностью

Тепловой режим атмосферы существенным образом зависит от теплообмена с подстилающей поверхностью. Этот процесс определяется типом подстилающей поверхности и зависит от ее теплофизических параметров. Тепло- и массообмен в воздушной среде осуществляется через вязкий подслой, толщина которого сильно зависит от уровня турбулентности, которая и является своего рода регулятором его скорости. Теплообмен может осуществляться через различные механизмы: молекулярную теплопроводность, испарение (конденсацию, сублимацию), излучение (баланс поглощенной и излученной радиации).

Распространение тепла внутрь грунта описывается уравнением теплопроводности типа (52) и его решениями (54-58) при заданных граничных условиях на поверхности. При теплообмене на границе раздела вода-воздух даже при минимальном ветре в теплообмене обычно преобладают компоненты, связанные с испарением и балансом излучения. Внутри водной среды, которая в естественных водоемах, как и воздух, является турбулизованной, из-за влияния вязкости (сил поверхностного натяжения) вблизи поверхности существует тонкий, устойчивый к ветру и волнению, слой (толщиной несколько миллиметров), называемый термической пленкой, в котором существует ламинарный режим движения и, следовательно, тепло переносится через механизм молекулярной теплопроводности, коэффициент которой на несколько порядков меньше, чем у турбулентной теплопроводности, которая определяет перенос тепла в более глубокие слои воды. Таким образом, теплопередача, также как и вязком подслое воздуха, может описываться в рамках двухслойной модели уравнением (59), из которого следует, что линейный профиль устанавливается в пленке за характерное время около 10 -20 с (время формирования пленки). В термических пленках имеет место перепад температуры величиной около градуса (что и объясняет ее название), и градиент температуры внутри пленки (из условия непрерывности теплового потока по обе стороны от нижней границы пленки) на несколько порядков больше, чем в толще воды. Его величина, зависящая от степени турбулизованности водной среды, определяет теплообмен в между атмосферой и океаном. В отличие от суши солнечное излучение поглощается в метровом слое воды, а не только поверхностью, что приводит к необходимости вводить при расчетах распределенный источник тепла.

В грунте наиболее существенной особенностью теплового режима являются суточная и годовая температурные волны, приближенно описываемые уравнением (58). Суточная волна проникает в грунт в среднем менее, чем на метр, а годовая - менее, чем на 10 м с запаздыванием, увеличивающимся с глубиной. Очевидно, что в зависимости от теплопроводности нагревание грунта может быть существенно различным.

Так, сухой песок с малой теплопроводностью быстро нагревается, но на небольшую глубину, и так же быстро охлаждается, что приводит к наблюдаемым особенностям климата пустынь. Снег также обладает малой теплопроводностью и способствует выхолаживанию грунта. Распространение тепла в мерзлом грунте описывается уравнением Стефана [9]. Наличие мерзлоты замедляет прогрев почвы. Приведем типичные значения коэффициентов температуропроводности: песок - 0,002 - 0,01 см²/с (растет с ростом влажности), снег - 0,013 ρ (ρ = 0,08 - 0,3 г/см³ - плотность), вода - 0,00132 см²/с.

В воздухе одним из важных проявлений теплообмена с поверхностью является образование ночных и утренних температурных инверсий, особенно сильных в ясную погоду, когда земная поверхность быстро охлаждается ночью, теряя тепло на излучение в пространство. Вместе с поверхностью сильно охлаждается приземный слой воздуха, который становится холоднее, чем в более высоких слоях. Величина перепада температур между поверхностью и максимумом температуры инверсии, достигаемым на некоторой высоте в пограничном слое, при малом уровне турбулентности (в безветренную погоду) может составлять десятки градусов. Такая сильно устойчивая стратификация приводит к “запиранию” антропогенных примесей внутри инверсии, росту их концентрации и образованию смога в городах. Динамика охлаждения поверхности в ночное время в значительной мере определяется разностью между потоком излучения, излучаемым поверхностью и частью потока встречного излучения атмосферы, которая поглощается поверхностью. Эта разность называется *эффективным излучением земной поверхности*

$$I^* = I_0^\uparrow - a_s I_0^\downarrow = I_0^\uparrow - a_s \varepsilon^{(0)} = a_s \sigma T_0^4 - a_s a \sigma T_a^4, \quad (93)$$

где a_s - средняя по длинам волн поглощательная способность земной поверхности, a - коэффициент, характеризующий поглощательную способность атмосферы (зависящий в основном от содержания водяного пара), а T_a - некоторая эффективная температура атмосферы. Излучение земной поверхности в среднем близко к излучению черного тела с $T = 288$ К и потоком 390.7 Вт/м². Существуют эмпирические формулы для расчета эффективного излучения. Его среднее значение составляет 52 Вт/м².

5.4. Радиационный и тепловой баланс

Добавление солнечного излучения в радиационный режим приводит к понятию радиационного баланса земной поверхности, который представляет собой разность между поглощенной и излученной радиацией:

$$R = (1 - r)(I_s + i_s) - I_0^\uparrow + a_s I_0^\downarrow = (1 - r)(I_s + i) - I^*, \quad (94)$$

где r - альbedo, I_s , i_s - прямое и рассеянное солнечное излучение на уровне поверхности. Радиационный баланс имеет обычно сильный суточный ход, с переходом к отрицательным значениям по мере опускания Солнца. Его среднее значение - 105 Вт/м^2 . Радиационный баланс поверхности Земли - это разность между поглощенной ею радиацией и ее собственным излучением. Радиационный баланс определяет температуру почвы (поверхности воды) и приземного слоя воздуха и их суточные и годовые изменения. При малой облачности над почвой, имеющей большое альbedo радиационный приток тепла максимален в околополуденные часы, также как и излучение поверхности и эффективное излучение. Последнее начинает вечером преобладать над притоком тепла еще до захода Солнца. Ночью баланс отрицателен и остается почти постоянным. Расход тепла преобладает и утром до достижения Солнцем высоты $10-15$ градусов. В годовом ходе суммы баланса отрицательны в зимние месяцы в высоких широтах, а на широтах менее 40 градусов остаются положительными (радиационный приток тепла) в течение всего года. Радиационный баланс океана больше, чем суши, на $30-35$ процентов из-за малого альbedo. Летом большое испарение с поверхности воды несколько снижает это различие. Радиационный баланс атмосферы в целом складывается из радиации Солнца и излучения земной поверхности, поглощенных атмосферой, за вычетом излучения собственно атмосферы, достигающего Земли и излученного в космос. Радиационный баланс атмосферы отрицателен, поскольку поглощение атмосферой радиации Солнца невелико, а разность излучения земной поверхности и атмосферы гораздо меньше излучения, уходящего в космос. Радиационный баланс атмосферы минимален в субтропических широтах и максимален в субполярных. Этот расход тепла должен компенсироваться турбулентным притоком тепла от земной поверхности и конденсации пара.

Альbedo - это отношение потока отраженной и рассеянной вверх поверхностью Земли радиации к потоку падающей прямой и рассеянной радиации Солнца. Обычно говорят об общем альbedo для широкой области видимого и ближнего инфракрасного спектра и выражают альbedo в процентах. Его значение зависит от свойств (в том числе влажности) отражающей поверхности, от спектра падающей радиации - прямой и рассеянной, от угла ее падения, рельефа и т.п. Так, зеленая растительность, образующая хорошо поглощающий слой, имеет низкое альbedo в видимой части спектра и существенно большее в ИК-области. Среднее альbedo поверхности Земли меньше 20% в широком поясе между 60° северной и южной широты. Весь год оно выше 80% в Антарктике и велико в северной околополярной области с постоянным снежным покровом. Можно также говорить об альbedo Земли как планеты вместе с ее атмосферой, аэрозолем и облаками. Оно определяет общую потерю коротковолновой радиации. В целом планетарное альbedo Земли в северном полушарии равно 29.7% , а в южном - 31.0% .

Земля и ее атмосфера излучают в мировое пространство радиацию, отдавая тепло, полученное от Солнца (в среднем 185 Вт/м^2). Для большинства поверхностей a_s превышает значение 0.9. Для теплового баланса земного шара особенно важна величина a_s для морской поверхности, которая изменяется от температуры, наличия ветра и загрязнения поверхности от 0,90 до 0,925.

Тепловой баланс подстилающей поверхности включает в себя ранее рассмотренные составляющие:

$$R + k \frac{dT}{dh} (+0) + k_s \frac{dT}{dh} (-0) + LD\rho \frac{dq}{dh} (0) = 0, \quad (95)$$

где второе слагаемое - поток тепла у поверхности в атмосфере, обусловленный молекулярной теплопроводностью вязкого подслоя атмосферы, третье - поток тепла у поверхности в грунте (k_s - его теплопроводность) и четвертое - поток тепла, связанный с испарением (L - удельная теплота парообразования, q - концентрация водяного пара, D - коэффициент диффузии водяного пара в вязком подслое), градиенты температуры взяты около поверхности соответственно в воздухе и грунте. Малой составляющей теплового потока из грунта является поток, связанный с переносом тепла из внутренних, более горячих слоев земной коры, равный $226 \text{ Дж/см}^2/\text{год}$ (связанный с ним *геотермальный градиент* температуры, определяющий средний ее рост с глубиной, равен $1/35 \text{ К/м}$. В среднем величина радиационного баланса, равная 105 Вт/м^2 , расходуется на испарение (88 Вт/м^2), и теплообмен с атмосферой (17 Вт/м^2). Земля в целом как планета поглощает 237 Вт/м^2 (157 Вт/м^2 - земная поверхность и 80 Вт/м^2 - атмосфера). Атмосфера излучает в космос 185 Вт/м^2 - полученную ей энергию от излучения (80 Вт/м^2), выделения скрытой теплоты водяного пара (88 Вт/м^2) и потока тепла от земной поверхности (17 Вт/м^2).

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А.Х.Хргиан. Физика атмосферы. Учебник для ВУЗов. Изд. Московского университета, 1986 г., 328 с.
2. Л.Т.Матвеев. Курс общей метеорологии (Физика атмосферы). Учебник для ВУЗов. Ленинград. Гидрометеоздат, 1984 г., 752 с.
3. Ю.А.Израэль. Экология и контроль состояния природной среды. Л: Гидрометеоздат, 1979, 376 с.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц. Теоретическая физика, т.VI, Гидродинамика, М: Наука, 1988, 736 с.
5. К.Я.Кондратьев, Ю.М.Тимофеев. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса. Л: Гидро-метеоздат, 1978, 280 с.
6. К.Я.Кондратьев, О.М.Покровский. Космическая метеорология. Л: Гидрометеоздат, 1989, 48 с.

7. Лиоу Ку-Нан. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984, 376 с.
7. Кароль И.Л., Розанов В.В., Тимофеев Ю.М. Газовые примеси в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1983, 192 с.
8. Л.М.Бреховских, В.В.Гончаров. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука, 1982, 336 с.
9. А.Ф.Чудновский. Теплофизика почв. М.: Наука, 1976, 352 с.

Гайкович Константин Павлович, доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательского радиофизического института (Н.Новгород)-разделы 1-3,5.

Фридман Владимир Матвеевич, кандидат физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательского радиофизического института (Н.Новгород) - раздел 4.