Международная школа молодых ученых
«Вычислительно-информационные технологии для наук об окружающей среде:
CITES – 2003», Томск, 1-7 сентября 2003 г.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛИМАТА
Лекция 2. Модели климатической системы

В.Н. Лыкосов

Институт вычислительной математики РАН,

119991, Москва, ГСП-1, ул. Губкина, 8

e-mail: lykossov@inm.ras.ru

Принципы построения климатических моделей

- Учитывается, что движения в атмосфере и Мировом океане происходят на вращающейся Земле.
- Предполагается, что для описания динамики атмосферы и океана справедливы уравнения Навье-Стокса.
- В отличие от атмосферы океан рассматривается как несжимаемая жидкость.
- Используются уравнения Рейнольдса (осредненные по некоторым пространственным и временным масштабам уравнения Навье-Стокса).
- Считается, что существует принципиальная возможность их замыкания.
- При достаточно большом масштабе осреднения (~100 км) справедливо приближение гидростатики: вертикальный градиент давления приближенно уравновешивается силой тяжести.
- Это требует дополнительных упрощений (постоянный радиус Земли, пренебрежение составляющими силы Кориолиса с вертикальной компонентой скорости) с тем, чтобы в системе уравнений при отсутствии внешних источников энергии и диссипации выполнялся закон сохранения энергии.
- Считается, что локально справедливы уравнения классической равновесной термодинамики.

Уравнения гидротермодинамики атмосферы

$$\frac{du}{dt}-\left(f+\frac{u}{a}\operatorname{tg}\varphi\right)v+\frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda}+\frac{RT}{\pi}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right)=F_u\,,$$

$$\frac{dv}{dt}+\left(f+\frac{u}{a}\operatorname{tg}\varphi\right)u+\frac{1}{a}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}+\frac{RT}{\pi}\frac{\partial\pi}{\partial\varphi}\right)=F_v\,,$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma}=-\frac{RT}{\sigma}\,,$$

$$\frac{\partial\pi}{\partial t}+\frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial\pi u}{\partial\lambda}+\frac{\partial\pi v\cos\varphi}{\partial\varphi}\right)+\frac{\partial\pi\dot{\sigma}}{\partial\sigma}=0\,,$$

$$\frac{dT}{dt}-\frac{RT}{c_p\sigma\pi}\left[\pi\dot{\sigma}+\sigma\left(\frac{\partial\pi}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}+\frac{v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\varphi}\right)\right]=F_T+\varepsilon\,,$$

$$\frac{dq}{dt}=F_q-(C-E),$$

где $$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}+\frac{v}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}+\dot{\sigma}\frac{\partial}{\partial\sigma}\,.$$

В качестве краевых условий для системы уравнений предполагается периодичность решения по долготе, а также условие ограниченности решения на полюсах. Подстилающая поверхность как твердое тело одновременно является σ – координатной поверхностью $(\sigma = 1)$. Соответствующее кинематическое условие записывается в виде:

$$\dot{\sigma} = 0 \qquad \text{при} \quad \sigma = 1 .$$

Аналогичное условие ставится на верхней границе атмосферы (p=0):

$$\dot{\sigma} = 0 \qquad \text{при} \quad \sigma = 0 .$$

При $\sigma = 1$, кроме условия (2.8), задается также распределение геопотенциала: $\Phi = \Phi_s \equiv g z_s$ при $\sigma = 1$, где z_S - заданная функция горизонтальных координат, описывающая рельеф подстилающей поверхности.

Дивергентная форма уравнений

Уравнения гидротермодинамики атмосферы могут быть представлены в так называемой дивергентной форме. Умножим эти уравнения на π и воспользуемся уравнением неразрывности. В результате придем к следующей системе уравнений:

$$\frac{D}{Dt}(\pi u) - \left(f + \frac{u}{a}\operatorname{tg}\varphi \right)\pi v + \frac{\pi}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{RT}{\pi}\frac{\partial \pi}{\partial \lambda} \right) = \pi F_u \,,$$

$$\frac{D}{Dt}(\pi v) + \left(f + \frac{u}{a}\operatorname{tg}\varphi \right)\pi u + \frac{\pi}{a}\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{RT}{\pi}\frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right) = \pi F_u \,,$$

$$\frac{D}{Dt}(\pi T) - \frac{RT}{c_p \sigma}\left[\pi\dot{\sigma} + \sigma\left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right) \right] = \pi(F_T + \varepsilon) \,,$$

$$\frac{D}{Dt}(\pi q) = \pi[F_q - (C - E) \,,$$

где $$\frac{D}{Dt}(...) = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial \lambda} u \cdot (...) + \frac{\partial}{\partial \varphi} v\cos\varphi \cdot (...) \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma}\dot{\sigma} \cdot (...) \,.$$

Интегральные законы сохранения

1. Полная масса атмосферы. Проинтегрируем уравнение неразрывности по всему объему атмосферы. В силу граничных условий

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_G \pi dG = 0\,, \qquad dG = a^2 \cos\varphi d\varphi d\lambda\,.$$

Это соотношение означает, что в модели сохраняется полная масса атмосферы.

2. Угловой момент $M = a\cos\varphi(u + a\Omega\cos\varphi)$.

Первое уравнение движения можно переписать относительно величины M в следующем виде:

$$\frac{\partial \pi M}{\partial t} + \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial u\pi M}{\partial\lambda} + \frac{\partial v\cos\varphi\pi M}{\partial\varphi}\right) + \frac{\partial\dot{\sigma}\pi M}{\partial\sigma} +$$

$$+\frac{\partial\pi\Phi}{\partial\lambda} - \frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\frac{\partial\Phi\sigma}{\partial\sigma} = a\cos\varphi\pi F_u\,.$$

Интегрируя теперь полученное уравнение по всему объему атмосферы и используя граничные условия, получим следующий закон сохранения углового момента:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^1\int_G \pi M dG d\sigma = \int_G \Phi_s \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} dG + \int_0^1\int_G a\cos\varphi \pi F_u dG d\sigma \,.$$

Горизонтальные компоненты рейнольдсовских напряжений не приводят к изменению суммарного углового момента.В последнем слагаемом остается только составляющая, описывающая трение о Землю $\tau_{\lambda,\sigma=1}$. Тогда

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^1\int_G \pi M dG d\sigma = \int_G \left(\Phi_s \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + a\cos\varphi \tau_{\lambda,\sigma=1}\right) dG \,.$$

Осредняя это соотношение по достаточно большому интервалу времени, получаем приближенное соотношение

$$\int_G \cos\varphi \overline{\tau_{\lambda,\sigma=1}} dG \cong 0$$

Это означает, что преимущественно западный перенос в средних и высоких широтах сбалансирован восточным переносом в тропических пассатах.

3. Водяной пар. Аналогичным образом можно получить закон сохранения суммарной концентрации водяного пара

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^1\int_G \pi q dG d\sigma = \int_G \left[E_s - \pi \int_0^1 (C - E) d\sigma \right] dG \,,$$

где E_s – турбулентный поток влаги с поверхности Земли. Правая часть этого соотношения выражает климатический баланс количества выпавшей в виде осадков влаги и количества влаги, испарившейся с поверхности суши и океана.

4. Полная энергия. Уравнение для плотности кинетической энергии $K = (u^2 + v^2)/2$:

$$\frac{\partial \pi K}{\partial t} + \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial u \pi K}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos\varphi \pi K}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{\sigma} \pi K}{\partial \sigma} +$$

$$+ \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial u \pi \Phi}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos\varphi \pi \Phi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\sigma \frac{\partial \pi}{\partial t} + \pi \dot{\sigma} \right)\Phi +$$

$$+ \frac{RT}{\sigma}\left[\pi\dot{\sigma} + \sigma\left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right) \right] = \pi\left(uF_u + vF_v \right).$$

Используя уравнений притока тепла и интегрируя по σ от 0 до 1 и по всей поверхности земного шара, получим:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_G \pi\left[\Phi_s + \int_0^1\left(\frac{u^2+v^2}{2}+c_pT\right)d\sigma\right]dG =$$

$$= \int_G \pi\int_0^1 \left(uF_u + vF_v + F_T + \varepsilon_r + \varepsilon_f\right)d\sigma dG\,.$$

В адиабатическом приближении $\left(F_u = F_v = F_T = \varepsilon = 0\right)$ выполняется закон сохранения полной энергии атмосферы.

Если в уравнении притока тепла множитель $RT/c_p\sigma$ заменим на $RT^*/c_p\sigma$, где T^* - среднее значениетемпературы, то

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_G \pi\left[\Phi_s + \int_0^1\left(\frac{u^2+v^2}{2}+\frac{c_pT^2}{2T^*}\right)d\sigma\right]dG = 0\,.$$

При $\Phi_s \equiv 0$ выражение для энергии в этом случае имеет вид квадратичной формы по отношению к величинам $\sqrt{\pi u}, \sqrt{\pi v}, \sqrt{\pi T}$.

Уравнения гидротермодинамики океана

$$\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u}{a}\mathrm{tg}\varphi \right) v + \frac{1}{a\cos\varphi\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{H}\frac{\partial H}{\partial \lambda}\frac{\partial p}{\partial \sigma} \right) = F_u \ ,$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u}{a}\mathrm{tg}\varphi \right) u + \frac{1}{a\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{\sigma}{H}\frac{\partial H}{\partial \varphi}\frac{\partial p}{\partial \sigma} \right) = F_v ,$$

$$\frac{\partial p}{\partial \sigma} = g\rho' ,$$

$$\frac{1}{a\cos\varphi} \left(\frac{\partial uH}{\partial \lambda} + \frac{\partial v\cos\varphi H}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0 ,$$

$$\frac{d(T,S)}{dt} = F_{(T,S)} .$$

Специфика модели океана

- Система уравнений гидродинамики океана записана для цилиндрической неодносвязной области, ограниченной сверху невозмущенной поверхностью океана, а снизу - его дном.
- Краевые условия для аналога вертикальной скорости на этих горизонтах имеют тот же вид, что и для атмосферы.
- Приближение "твердой крышки" позволяет ввести функцию тока для плоской (баротропной) циркуляции океана.
- Модельная область охватывает весь Мировой океан, простираясь по широте от берегов Антарктиды до 89 с.ш.
- Эта область включает в себя также следующие "острова": Австралию, Антарктиду, Исландию, Кубу, Мадагаскар, Новую Зеландию, Шпицберген и Японию.
- На твердых границах Евразии, Африки, Северной и Южной Америки, объединенных в один континент, задается нулевое значение функции тока.
- Для бароклинных составляющих скорости на твердых границах (в том числе, и на дне) ставится условие прилипания, а для температуры и солености принимаются условия отсутствия их потоков.
- На границе раздела "атмосфера - океан" записываются условия теплового и водного баланса, а вертикальные потоки импульса считаются непрерывными.

Параметризация процессов подсеточных масштабов

- Соответствующие слагаемые в правых частях уравнений гидротермодинамики атмосферы и океана возникают в результате реализации процедуры замыкания и отражают эффекты процессов подсеточных масштабов.
- К ним относятся:
- турбулентность в пограничном слое атмосферы, в верхнем и придонном слоях океана,
- конвекция и орографические волны в атмосфере,
- расчет неадиабатических источников тепла, связанных с радиационными и фазовыми процессами, облачности и осадков,
- цикл углерода и фотохимические трансформации,
- тепловлагоперенос в растительном и снежном покрове,
- образование и перенос метана в почве и т.п.
- Основные идеи, используемые при параметризации процессов подсеточных масштабов, иллюстрируются на примере климатической модели, разрабатываемой в Институте вычислительной математики РАН (Марчук и др., 1984, Алексеев и др., 1998, Дымников и др., 2003).

Горизонтальная диффузия

Скорости изменения импульса, температуры и удельной влажности (солености), обусловленные подсеточной турбулентностью, представлены в виде суммы:

$$F_\psi = F_\psi^h + F_\psi^v,$$

где ψ – любая из переменных u, v, T, q или S, а верхними индексами h и v обозначены вклады горизонтальной диффузии и вертикального перемешивания, соответственно.

При описании турбулентной горизонтальной диффузии целесообразно потребовать выполнения двух условий:

1) соответствующее слагаемое в уравнениях должно обеспечивать интегральную диссипацию энергии;

2) угловой момент системы должен сохраняться.

Как это обычно делается в статистической гидромеханике, представим компоненты вектора скорости u,v в виде $\overline{u}+u',\overline{v}+v'$, где черта сверху означает осреднение по интересующей нас спектральной области (временной или пространственной). Опуская далее для простоты записи эту черту, получим уравнения

$$\frac{D}{Dt}(\pi u)-\left(f+\frac{u}{a}tg\varphi\right)\pi v+\frac{\pi}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda}+\frac{RT}{\pi}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right)=$$

$$=-\frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi\overline{u'u'}+\frac{\partial}{\partial\varphi}\pi\cos\varphi\overline{v'u'}\right)-\frac{\partial}{\partial\sigma}\pi\overline{\dot{\sigma}'u'}+\frac{\mathrm{tg}\varphi}{a}\pi\overline{u'v'},$$

$$\frac{D}{Dt}(\pi v)+\left(f+\frac{u}{a}tg\varphi\right)\pi u+\frac{\pi}{a}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}+\frac{RT}{\pi}\frac{\partial\pi}{\partial\varphi}\right)=$$

$$=-\frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi\overline{u'v'}+\frac{\partial}{\partial\varphi}\pi\cos\varphi\overline{v'v'}\right)-\frac{\partial}{\partial\sigma}\pi\overline{\dot{\sigma}'v'}-\frac{\mathrm{tg}\varphi}{a}\pi\overline{u'v'}.$$

Слагаемые $\pi F^{v}_{(u,v)}=-\frac{\partial}{\partial\sigma}\pi\overline{\dot{\sigma}'(u',v')}$ ответственны за вертикальный перенос импульса в пограничном слое атмосферы.

Для слагаемых, описывающих горизонтальную диффузию, имеем следующие выражения

$$\pi F_u^h = \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi\tau_{\lambda\lambda} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\pi\cos\varphi\tau_{\lambda\varphi}\right) - \frac{tg\varphi}{a}\pi\tau_{\lambda\varphi},$$

$$\pi F_v^h = \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi\tau_{\lambda\varphi} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\pi\cos\varphi\tau_{\varphi\varphi}\right) + \frac{tg\varphi}{a}\pi\tau_{\lambda\lambda},$$

где $\tau_{\lambda\lambda} = -\overline{u'u'}$, $\tau_{\varphi\varphi} = -\overline{v'v'}$, $\tau_{\lambda\varphi} = -\overline{u'v'}$.

Выражение для πF_u^h можно свернуть к виду

$$\pi F_u^h = \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi\tau_{\lambda\lambda} + \frac{1}{a\cos^2\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\pi\cos^2\varphi\tau_{\lambda\varphi}.$$

Эта формула независимо от гипотез замыкания для $\tau_{\lambda\lambda}$ и $\tau_{\lambda\varphi}$ дает условие сохранения глобального углового момента.

Выражения для напряжений Рейнольдса $\tau_{\lambda\lambda}, \tau_{\varphi\varphi}, \tau_{\lambda\varphi}$ можно получить, используя для этой цели теорию двумерной турбулентности (Kraichnan, 1967): $\tau_{\lambda\lambda} = -\tau_{\varphi\varphi} = k^h D_T$, $\tau_{\lambda\varphi} = k^h D_S$, где D_T, D_S - деформации

$$D_T = \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda} - \frac{\cos\varphi}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{v}{\cos\varphi}\right),$$

$$D_S = \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial\lambda} + \frac{\cos\varphi}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{u}{\cos\varphi}\right).$$

а k^h - коэффициент горизонтальной турбулентности. В результате

$$\pi F_u^h = \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi k^h\left[\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda} - \frac{\cos\varphi}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{v}{\cos\varphi}\right)\right] +$$

$$+\frac{1}{a\cos^2\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\cos^2\varphi\pi k^h\left[\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial\lambda} + \frac{\cos\varphi}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{u}{\cos\varphi}\right)\right] \equiv$$

$$\equiv \frac{1}{a^2\cos^2\varphi}\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi k^h\frac{\partial u}{\partial\lambda} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\cos^3\varphi\pi k^h\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{u}{\cos\varphi}\right)\right] +$$

$$+\frac{1}{a^2\cos^2\varphi}\left[\frac{\partial}{\partial\varphi}\cos^2\varphi\pi k^h\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\frac{v}{\cos\varphi}\right) - \frac{\partial}{\partial\lambda}\cos^2\varphi\pi k^h\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{v}{\cos\varphi}\right)\right],$$

Если производные от $\cos^2\varphi\pi k^h$ существенно меньше, чем производные от других величин, то

$$F_u^h = \frac{1}{a^2\cos^2\varphi\pi}\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi k^h\frac{\partial u}{\partial\lambda} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\cos^3\varphi\pi k^h\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{u}{\cos\varphi}\right)\right],$$

$$F_v^h = \frac{1}{a^2\cos^2\varphi}\pi\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\pi k^h\frac{\partial v}{\partial\lambda} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\cos^3\varphi\pi k^h\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{v}{\cos\varphi}\right)\right].$$

Легко убедиться, что

$$\int_G \pi F_u^h\cos\varphi dG = 0\,,$$

$$\int_G \pi F_u^h u dG = \int_G \pi F_u^h u a^2\cos\varphi d\varphi d\lambda = -\frac{1}{a^2}\int_\lambda\int_\varphi \pi k^h\left[\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{u}{\cos\varphi}\right)\right]^2 dG \le 0\,,$$

т.е. замыкание для зональной составляющей напряжений Рейнольдса сохраняет угловой момент и диссипативно.

Ошибки, возникающие при воспроизведении каких-либо физических процессов и обусловленные как недостаточным их знанием или чересчур упрощенным описанием, так и имеющие вычислительный характер, могут приводить к ложному каскаду энергии в коротковолновой части ее спектра.

Необходимо правильно воспроизвести не только уровень генерации вихревой кинетической энергии (и цикл преобразований энергии в целом), но и перераспределение этой энергии по спектру. Использование в этом случае замыканий с оператором Лапласа может оказаться не эффективным для подавления избыточного накопления энергии в коротких масштабах.

В работе Алексеева и др. (1998) для описания горизонтальной диффузии использован оператор типа бигармонического. Введем оператор Δ_k

$$\Delta_k \psi = \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} k \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} k \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right),$$

где $k(\lambda, \varphi)$ - коэффициент горизонтальной диффузии. Обозначим через Δ_1 оператор Δ_k с тождественно единичным коэффициентом k. Соответствующее замыкание для импульса имеет вид $F^h_{(u,v)} = -\Delta_{k_1} \Delta_1 (u, v)$.

При моделировании общей циркуляции океана в настоящее время также используется диффузия четвертого порядка для составляющих скорости течений (Дианский и др., 2002). В то же время для скалярной субстанции ψ (температуры и солености) оказадась предпочтительным использование оператора диффузии второго порядка, который в принятой сферической σ – системе координат может быть записан в следующей форме:

$$F_{\psi}^{h} = \frac{1}{H}\operatorname{div}(\mathbf{K}\operatorname{grad}\psi),$$

где H – функция, описывающая рельеф дна океана. В принятой системе координат операторы градиента и дивергенции имеют вид:

$$\operatorname{grad} = \left(\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}, \frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}, \frac{1}{H}\frac{\partial}{\partial\sigma}\right),\ \operatorname{div} = \left(\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}, \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\cos\varphi\cdot, \frac{1}{H}\frac{\partial}{\partial\sigma}\right),$$

а оператор $\mathbf{K}$ есть

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} A_{\lambda} & 0 & -A_{\lambda}\dfrac{\sigma}{a\cos\varphi}\dfrac{\partial H}{\partial\lambda} \\ 0 & A_{\varphi} & -A_{\varphi}\dfrac{\sigma}{a}\dfrac{\partial H}{\partial\varphi} \\ -A_{\lambda}\dfrac{\sigma}{a\cos\varphi}\dfrac{\partial H}{\partial\lambda} & -A_{\varphi}\dfrac{\sigma}{a}\dfrac{\partial H}{\partial\varphi} & A_{\lambda}\left(\dfrac{\sigma}{a\cos\varphi}\dfrac{\partial H}{\partial\lambda}\right)^{2} + A_{\varphi}\left(\dfrac{\sigma}{a}\dfrac{\partial H}{\partial\varphi}\right)^{2} \end{pmatrix}.$$

Пограничные слои

Пограничный слой атмосферы располагается вблизи поверхности Земли, имеет характерный вертикальный размер ~ 1 км и является ключевым звеном климатической системы, обеспечивая:

(1) преобразование энергии солнечной радиации, поглощенной подстилающей поверхностью, в энергию крупномасштабных движений в атмосфере и океане (с помощью турбулентного переноса),

(2) тепловлагоперенос в системе "растительность - снег - почва" и

(3) контроль уровня диссипации кинетической энергии всей климатической системы.

Напомним, что $F_{\psi}^{v} = -\frac{1}{\pi}\frac{\partial}{\partial\sigma}\pi\overline{\dot{\sigma}'\psi'}$. Учитывая, что с хорошей точностью $\dot{\sigma}' = -\frac{g\rho}{\pi}w'$, где w' - пульсация вертикальной скорости в z – системе координат, и вспоминая, что $p = \pi\sigma$ и $\partial p/\partial z = -g\rho$, находим $F_{\psi}^{v} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\rho\overline{\psi' w'}$.

.

Вертикальный турбулентный поток $\overline{\psi' w'}$ должен быть выражен через характеристики осредненного течения. Наиболее распространенным является следующееe, восходящее к работе Буссинеска (Boussinesq, 1877), турбулентное замыкание:

$$\overline{\psi' w'} = -K_{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z},$$

где предполагающиеся положительными коэффициенты K_{ψ} имеют смысл коэффициентов турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии.

В слое постоянных потоков наблюдаемые вертикальные распределения метеорологических величин имеют логарифмические асимптотики при приближении к поверхности Земли. При подходящем выборе коэффициентов турбулентного обмена эти асимптотики обеспечиваются, но при их численном решении возникают чрезвычайно жесткие ограничения на вертикальное разрешение.

В моделях принят компромиссный подход: для расчета эволюции переходного слоя используются разностные аналоги формул замыкания, а решение в слое постоянных потоков выражается в виде аналитических зависимостей, полученных в результате анализа экспериментальных данных на основе теории подобия Монина – Обухова (1954).

Слой постоянных потоков

- Согласно теории подобия Монина-Обухова, безразмерные вертикальные профили скорости ветра, температуры и влажности в приземном слое описываются некоторыми универсальными функциями, зависящими от безразмерной переменной z/L, где L - так называемый масштаб длины Монина - Обухова.
- В практическом плане, эта процедура эквивалентна аэродинамическому методу, сводящемуся к расчету приповерхностных потоков импульса, тепла и влаги с помощью коэффициентов обмена, значений скорости ветра и дефицитов соответствующих субстанций.
- Асимптотическое поведение универсальных функций (при сильно устойчивой или сильно неустойчивой стратификации плотности) изучено достаточно подробно, но требуются данные наблюдений, чтобы восстановить их поведение для промежуточных режимов.
- Этот подход хорошо зарекомендовал себя в условиях статистически однородной подстилающей поверхности, прост в реализации и было вполне естественным использовать его в моделях общей циркуляции атмосферы.
- Вместе с тем, в размерах элементарной ячейки сетки модели подстилающая поверхность редко бывает однородной.
- Наличие растительного и снежного покрова, специфика турбулентного перемешивания внутри растительности, особенно, в лесу, радиационные процессы, сальтация и диффузия частиц почвы и снега в атмосферу, перенос брызг с поверхности океана в штормовых условиях - все это существенно воздействует на процессы турбулентного взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью.

Турбулентные потоки импульса $\tau_\lambda, \tau_\varphi$, явного тепла H_s и влаги E_s на поверхности земли определяются с помощью аэродинамического метода:

$$\tau_{(\lambda,\varphi)} = \rho\overline{(u',v')w'} = -\rho_h C_d U_h (u_h, v_{h)},$$
$$H_s = c_p \rho \overline{w'\theta'} = -c_p \rho_h C_H U_h (\theta_h - \theta_s),$$
$$E_s = \rho \overline{w'q'} = -\rho_h C_E U_h [q_h - r_s q_{\max}(\pi, T_s)]$$

где $U = \sqrt{u^2 + v^2}$ - модуль скорости ветра; $\theta = (1 + 0.61q)T\left(p_0/p\right)^{R/c_p}$ - потенциальная температуры (p_0=1000 гПа); r – относительная влажность; $q_{\max}$ – насыщающее значение удельной влажности.

Коэффициенты сопротивления C_d и тепловлагообмена C_H, C_E связаны с интегральными коэффициентами переноса импульса C_m, тепла $C_?$ и влаги C_q соотношениями $C_d = C_m^2, C_H = C_m C_\theta, C_E = C_m C_q$. В свою очередь, интегральные коэффициенты переноса $C_i (i = m, \theta, q)$ в соответствии с теорией подобия Монина-Обухова представляются в виде

$$C_i = \frac{\kappa}{\ln(h/z_{0i}) - \Psi_i(\varsigma)},$$

где $\varsigma = z/L_{mo}$ - безразмерная высота, Ψ_i - соответствующие универсальные функции, z_{0i} - параметр шероховатости, κ - постоянная Кармана.

По определению, масштаб Монина-Обухова имеет вид

$$L_{mo} = \frac{\rho_0}{g} \frac{u_*^3}{\kappa \overline{\rho' w'}} ,$$

где $u_* = \sqrt[4]{\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2}$ - скорость трения, $g\overline{\rho' w'}/\rho_0$ - поток плавучести, ρ_0 - некоторое стандартное значение плотности. В модели общей циркуляции ИВМ РАН (Марчук и др., 1984, Алексеев и др., 1998) использованы универсальные функции, представляющие собой комбинацию (Казаков и Лыкосов, 1982) получивших широкое распространение эмпирических интерполяционных функций Бусинджера-Дайера (Businger et al., 1971) с законом "степени -1/3". Эти функции асимптотически описывают режим свободной конвекции и позволяют избежать нереально заниженных значений турбулентных потоков при малых скоростях ветра.

Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью в высоких широтах в зимний период времени происходит на фоне как правило устойчивой стратификации пограничного слоя. В условиях дефицита коротковолновой радиации поверхность снега выхолаживается (особенно интенсивно - при безоблачном небе), что приводит к дальнейшему усилению устойчивости приземного слоя и, как следствие, к ослаблению компенсирующего этот процесс турбулентного переноса явного и скрытого тепла.

В рамках традиционного подхода интегральные универсальные функции Ψ_i при устойчивой стратификации, то есть при $\varsigma \geq 0$, задаются следующим образом:

$$-\Psi_i = \beta(\varsigma - \varsigma_{0i}),$$

где $\varsigma_{0i} = z_{0i} / L_{mo}$, а $\beta \approx 5$ - эмпирический безразмерный коэффициент. Особый интерес представляет так называемое потоковое число Ричардсона Rf

$$\mathrm{Rf} = \frac{\varsigma}{1 - \varsigma d\Psi_m / d\varsigma}.$$

Легко убедиться, что $\lim\limits_{\varsigma \to \infty} \mathrm{Rf} = \mathrm{Rf}_\infty$, причем "критическое значение" $\mathrm{Rf}_\infty = \beta^{-1}$. Согласно теоретическим представлениям (Монин и Обухов, 1954), стационарная развитая турбулентность над статистически однородной подстилающей поверхностью не может существовать Rf > 1. В реальных условиях подстилающая поверхность редко бывает однородной, а происходящие над ней процессы - стационарными. Поэтому часто вместо теоретических универсальных функций используются «подгоночные» зависимости от характеристик состояния атмосферы (скорости ветра, в первую очередь) или от динамического числа Ричардсона $\mathrm{Ri} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta / \partial z}{(\partial u / dz)^2 + (\partial v / \partial z)^2}$.

.

Конвекция и конденсация

- Решение проблемы параметризации процессов выделения тепла при конденсации в случае кучквой конвекции и нагревания атмосферы за счет этого тепла (особенно, в низких широтах) является одной из ключевых задач в моделировании климата.
- Можно выделить три основных подхода к решению этой проблемы.
- Первый из них (Manabe & Bryan, 1969) базируется на идее согласования полей метеорологических элементов, исходя из некоторых энергетических принципов.
- Второй метод основан на принципе условной неустойчивости второго рода (Kuo, 1974).
- Третий подход (по-видимому, наиболее перспективный) связан с описанием ансамбля кучевых облаков (Arakawa & Schubert, 1974).

Мелкая конвекция

Пусть кучевая облачность формируется в области между двумя уровнями с индексами k + 1 (нижний уровень) и k (верхний уровень). Следуя работе (Arakawa, 1972), предположим, что в облаке сохраняется статическая энергия

$$h = c_p T + \Phi + Lq \ .$$

Поскольку облачный воздух насыщен паром, то $h = h^* \equiv c_p T + \Phi + Lq_{max}$.

Предполагая, что воздух в облако поступает только через его основание, запишем необходимое условие его существования: $h_{k+1} \geq h_k^*$, или

$$c_p T_{k+1} + \Phi_{k+1} + Lq_{k+1} \geq c_p T_k + \Phi_k + Lq_{max}(T_k, p_k) \ .$$

Учитывая, что $\Phi_k = gz_k$, это соотношение можно привести к следующему виду (γ_{ma} - влажноадиабатический градиент): $-\dfrac{\partial T}{\partial z} \geq \gamma_{ma} + \dfrac{L}{c_p} \dfrac{(1-r)q_{max,k+1}}{z_k - z_{k+1}}$.

.

Если ввести понятие критической относительной влажности r_{cr} из условия, что

градиент температуры не может быть больше сухоадиабатического ($\gamma_a = g / c_p$), то будем иметь

$$\gamma_a = \gamma_{ma} + \frac{L}{c_p} \frac{(1 - r_{cr}) q_{max,k+1}}{z_k - z_{k+1}}$$

и, следовательно,

$$r_{cr} = 1 - \frac{c_p}{L q_{max,k+1}} (\gamma_a - \gamma_{ma})(z_k - z_{k+1}) .$$

В результате, условие возникновения влажной конвекции можно записать следующим образом:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} \geq \frac{1 - r}{1 - r_{cr}} \gamma_a + \frac{r - r_{cr}}{1 - r_{cr}} \gamma_{ma} \equiv \gamma_{cr} .$$

Для описания состояния атмосферы после окончания конвекции можно воспользоваться следующими уравнениями, представляющими собой

1. баланс полного влагосодержания:

$$(\tilde{q}_{k+1} - q_{k+1})\Delta\sigma_{k+1} + (\tilde{q}_k - q_k)\Delta\sigma_k + P_{conv} = 0\,,$$

где волной сверху отмечены величины, полученные в результате конвективного согласования, P_{conv} - суммарное количество выпавших осадков;

2. закон сохранения полной энергии:

$$(\tilde{T}_{k+1} - T_{k+1})\Delta\sigma_{k+1} + (\tilde{T}_k - T_k)\Delta\sigma_k - \frac{L}{c_p}P_c = 0\,,$$

3. «перемешивание» температуры и относительной влажности: $-\dfrac{\partial T}{\partial z} = \gamma_{cr}\,,$

$r = r_{cr}\,.$

Из выписанной системы уравнений получаем

$$P_c = \sum_{i=k}^{k+1} (q_i - \tilde{q}_i)\Delta\sigma_i = \sum_{i=k}^{k+1} \left[q_i - r_{cr} q_{max}(\tilde{T}_i) \right] \Delta\sigma_i ,$$

а с помощью разложения в ряд Тейлора находим

$$P_c = \frac{1}{1 + \dfrac{L r_{cr}}{c_p} \dfrac{\partial q_{max}}{\partial T_{k+1/2}}} \sum_{i=k}^{k+1} (r_i - r_{cr}) q_{max}(T_i) \Delta\sigma_i .$$

Поскольку $r_{k+1} > r_{cr}$ и $r_k > r_{cr}$, то величина P_c всегда положительна. Более того, алгоритм параметризации сухой конвекции представляет собой частный случай вышеприведенного с $\gamma_{cr} = \gamma_a$ и $P_c = 0$.

Крупномасштабная конденсация

Если в каком-либо узле сетки модели влажность воздуха q превышает значение насыщенной, то вычисляется количество выпавших осадков P_{ls} (измеряемое в метрах) и изменения температуры ΔT и влажности Δq:

$$\Delta q = -\frac{q - q_{max}(T,p)}{1 + \frac{L}{c_p}\frac{\partial q_{max}}{\partial T}}, \quad \Delta T = -\frac{L}{c_p}\Delta q, \quad P_{ls} = -\frac{100}{g}\sum_k \Delta q_k \Delta\sigma_k p_k .$$

Рассчитывается также испарение осадков: $E = \gamma \frac{q_{max}(T,p) - q}{1 + \frac{L}{c_p}\frac{\partial q_{max}}{\partial T}}$. При этом количество выпавшей влаги уменьшается: $P_{ls}^{new} = P_{ls} - E$ и изменяются температура и влажность воздуха:

$$T^{new} = T - \frac{L}{c_p}E, \quad q^{new} = q + E .$$

Радиация

- Радиационные источники тепла формируются в результате взаимодействия теплового и солнечного излучения с атмосферными газами, аэрозолем, облаками и с подстилающей поверхностью.
- Из поглощающих газовых компонент атмосферы в модели включают водяной пар H2O, углекислый газ CO2, озон O3, кислород O2, метан CH4, закись азота N2O.
- Как правило, в настоящее время только водяной пар является элементом динамического моделирования; остальные же газовые компоненты и аэрозоль присутствуют, главным образом, в качестве фоновых распределений.
- В то же время, тенденция развития климатических моделей такова, что и для расчета остальных радиационно активных компонент все чаще начинают привлекаться прогностические уравнения (Галин и др., 2003).
- При расчете радиационных потоков требуется информация об облачности, формирование которой обусловлено конвективными и крупномасштабными процессами, причем следует иметь в виду как жидкокапельные, так и кристаллические или смешанные типы облаков.
- Радиационные процессы в современных моделях описываются на основе многоспектральных представлений. Так например, в радиационном блоке (Галин, 1998) климатической модели ИВМ РАН (Алексеев и др., 1998) в коротковолновой части спектра рассматриваются 18 спектральных интервалов, а в длинноволновой части - 10 спектральных интервалов.

Тепловое излучение

Для расчета нисходящих и восходящих потоков теплового излучения в модельной атмосфере используются следующие формулы:

$$F_{\Delta\nu}^{\downarrow}(p) = -\int_0^p B_{\Delta\nu}[T(p')]\frac{\partial\tau_{\Delta\nu}(p,p')}{\partial p'}dp',$$

$$F_{\Delta\nu}^{\uparrow}(p) = B_{gr}\tau_{\Delta\nu}(p,p_s) + \int_p^{p_s} B_{\Delta\nu}[T(p')]\frac{\partial\tau_{\Delta\nu}(p,p')}{\partial p'}dp',$$

$$B_{gr} = \delta_{\Delta\nu}B_{\Delta\nu}(T_s) + (1-\delta_{\Delta\nu})F_{\Delta\nu}^{\downarrow}(p_s),$$

где p и p_s - давление в атмосфере и на подстилающей поверхности, T_s и $\delta_{\Delta\nu}$ - температура и излучательная способность этой поверхности, $B_{\Delta\nu}(T)$ - функция Планка, проинтегрированная по спектральному участку $\Delta\nu$, $\tau_{\Delta\nu}(p,p')$ - функция пропускания диффузного излучения между уровнями p и p'.

Рассчитав потоки нисходящего и восходящего излучений в каждом из спектральных участков тепловой области и просуммировав их по всем участкам, получим потоки $F_n^{\downarrow}$ и $F_n^{\uparrow}$ для всего теплового диапазона, что позволит рассчитать полные (эффективных) потоки $\Delta F = F^{\uparrow} - F^{\downarrow}$, а затем и притоки длинноволновой радиации к слоям

$$\varepsilon_{lw} = 0.97617 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta F}{\Delta p},$$

где размерности переменных таковы: [F] = Вт/м^2, [p] = гПа, $[\varepsilon_{lw}]$ = К/сек.

Вместе с функцией ε_{lw} вычисляется также величина нисходящего потока излучения на подстилающей поверхности $F_g = F^{\downarrow}(p_s)$.

Солнечное нагревание

- Для расчета потоков радиации в солнечном спектре целесообразно использовать приближенные схемы учета эффектов рассеяния и поглощения в атмосфере на основе метода δ-Эдингтона (Joseph et al., 1976).
- Поглощающие компоненты в атмосфере представлены H2O, CO2, O3, O2, аэрозолем и облаками.
- В модель должны быть включены рэлеевское и аэрозольное рассеяние, рассеяние в облаках и отражение от подстилающей поверхности.
- Солнечный спектр разбивается на несколько (как правило, 4) интервалов.
- Предполагается, что в каждом из интервалов известны вертикальные распределения оптических толщин атмосферных слоев (τ) для рэлеевского рассеяния и аэрозольного ослабления.
- Для учета селективного поглощения газовых компонент атмосферы H2O, CO2, O3 и O2 вводится дополнительное разбиение каждого из интервалов на частичные подинтервалы в зависимости от поглощающих свойств рассматриваемых газов.

Если оптические характеристики атмосферных слоев определены, то для расчета потоков и притоков радиации в солнечной части спектра используется система двух линейных дифференциальных уравнений для потоков нисходящей D и восходящей U радиации в отдельном спектральном интервале:

$$\frac{dD}{d\tau} = \gamma_2 U - \gamma_1 D + f_1 ,$$
$$\frac{dU}{d\tau} = \gamma_1 U - \gamma_2 D + f_2 ,$$

где $f_1 = \pi S_0 \omega \gamma_4 e^{-\tau/\mu_0}$, $f_2 = -\pi S_0 \omega \gamma_3 e^{-\tau/\mu_0}$.

Граничные условия для этой системы уравнений записываются при $\tau = 0$ (p = 0) и $\tau = \tau_0$ ($p = p_s$) и имеют, соответственно, вид:

$$D(0) = 0 , \quad U(\tau_0) = A_{dif} D(\tau_0) + A_{dir} \pi S_0 \mu_0 e^{-\tau_0/\mu_0} ,$$

где A_{dif} и A_{dir} - альбедо подстилающей поверхности для диффузного и прямого излучений, S_0 - доля солнечной энергии в рассматриваемом интервале, μ_0 - косинус зенитного угла Солнца, τ_0 - полная оптическая толщина атмосферы, а ? – оптическая толщина атмосферы, рассчитываемая от верхней границы атмосферы до данного уровня.

В результате решения системы находятся направленные потоки U и D, а затем можно вычислить полные потоки

$$S = U - D,$$

а также притоки тепла к отдельным слоям:

$$\varepsilon_{sw} = 0.97617 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta S}{\Delta p},$$

где размерности переменных такие же, что и в тепловом диапазоне. Вместе с функцией ε_{sw} рассчитывается также величина полного потока солнечного излучения на подстилающей поверхности

$$S_g = D(\tau_0) - U(\tau_0).$$

Тепловлагоперенос в почве

Уравнения тепловлагопереноса в почве с учетом корневой системы растительности могут быть записаны следующим образом:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} + \rho (L_i F_i - L_v F_v),$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_W \left(\frac{\partial W}{\partial z} + \delta \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial \gamma}{\partial z} - F_i - F_v - \dot{R}_f - \dot{R}_r,$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_V \frac{\partial V}{\partial z} + F_v,$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} = F_i.$$

Здесь γ - скорость инфильтрации воды под действием силы тяжести; F_i - скорость изменения количества жидкой влаги и льда за счет процессов замерзания/таяния; F_v- скорость изменения содержания водяного пара и воды за счет процессов испарения/конденсации; $\dot{R}_f$ - скорость изменения влагосодержания за счет горизонтального стока воды; $\dot{R}_r$ - скорость всасывания воды корневой системой растительности.

Если поверхность почвы покрыта снегом толщиной h, то для описания процессов тепло- и влагопереноса в слое (-h,0) привлекаются следующие уравнения

$$\rho_{sn} C_{sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{T\,sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial z} + \rho_{sn} L_i F_{sn} ,$$

$$\frac{\partial W_{sn}}{\partial t} = \frac{\partial \gamma_{sn}}{\partial z} - F_{sn} ,$$

в которых T_{sn} - температура снега, W_{sn} - его суммарное (вода и лед) влагосодержание, а ρ_{sn} , C_{sn} , λ_{sn} и γ_{sn} представляют собой плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности и гидравлическую проводимость, соответственно. Слагаемое F_{sn} аналогично по своему физическому смыслу слагаемому F_i в уравнениях для почвы.

Высота снежного покрова связана с его водноэквивалентной толщиной, которая, в свою очередь, определяется осадками, испарением и таянием снега. При этом учитывается, что в течение всего периода существования снежного покрова плотность снега может значительно изменяться со временем вследствие процессов метаморфизма и гравитационного оседания. Кроме того, при расчете потока влаги за счет испарения приняты во внимание эффекты растительности.

Растительность и испарение с поверхности суши

Предполагается, что какая-либо приписанная к суше ячейка конечно-разностной сетки в модели общей циркуляции атмосферы может включать участки оголенной почвы, покрытые снегом, занятые внутренними водами, содержащие сухую и увлажненную растительность различных типов. Расчет потока влаги E за счет испарения рассчитывается по формуле

$$E = \rho_a \sum_i \mu_i (q_i - q_a) / R_i \ .$$

Здесь μ_i - доля площади ячейки, занятая i-ым видом поверхности, q_i - эффективная влажность на поверхности, R_i - сопротивление. Для заснеженной и водной поверхности, а также увлажненного растительного покрова, величина q_i равна насыщающему значению удельной влажности, рассчитанному при температуре поверхности $q_{max}(T_s)$. В случае же открытой почвы q_i вычисляется как

$$\frac{q_i}{q_{max}} = \max\left[\frac{1}{2}\left(1 - \cos\frac{\pi W_s}{W_{s,max}}\right), \min\left(1, \frac{q_a}{q_{max}}\right)\right].$$

В обоих этих случаях величина $R_i = 1/(C_H U)$, где U – модуль скорости ветра на ближайшем к поверхности расчетном уровне в модели атмосферы, а C_H - коэффициент тепловлагообмена.

Для сухой растительности также предполагается, что $q_i = q_{max}$, но сопротивление R_i определяется согласно (Sellers et al., 1986) в виде

$$R_i = \frac{1}{C_H U} + \frac{R(S_{ph})}{F_T F_q F_W},$$

где

$$\frac{1}{R(S_{ph})} = \frac{1}{kc}\left[\frac{b_i}{d_i S_{ph}} \ln\left(\frac{d_i e^{kL_t} + 1}{d_i + 1}\right) - \ln\left(\frac{d_i + e^{-kL_t}}{d_i + 1}\right)\right]$$

и

$$d_i = \frac{a_i + b_i c_i}{c_i S_{ph}}, \quad k = 0.9.$$

Здесь S_{ph} - часть достигающей поверхности коротковолновой радиации (в модели 55 процентов от *S*), используемая в процессе фотосинтеза; a_i, b_i, c_i - параметры, зависящие от типа растительности, L_t - листовой индекс.

Численная реализация

Характерные времена термической релаксации атмосферы и океана отличаются на два порядка. Время релаксации совместной модели должно быть не меньше максимального из этих двух времен и требуются значительные вычислительные ресурсы.

В первых климатических моделях использовался метод искусственной синхронизации времен термической релаксации атмосферы и океана (Manabe & Bryan, 1969, Марчук и др., 1984), исходя из предположения, что один модельный атмосферный год соответствует примерно ста модельным океаническим годам.

Характерное время обмена информацией между атмосферой и океаном выбирается равным характерному времени (примерно 14 суток) перемешивания в верхнем квазиоднородном слое океана. Для того, чтобы синхронизировать характерные времена обмена информацией в атмосфере и океане, используется эквивалент экспоненциального фильтра:

$$\tilde{\psi}^{j} = \left(1 - \frac{\Delta t}{\lambda}\right)\tilde{\psi}^{j-1} + \frac{\Delta t}{\lambda}\psi^{j},$$

где j – номер величины во временном ряду, λ – постоянная времени (7 сут.), Δt – шаг по времени, волной сверху отмечена сглаженная величина.

При использовании метода синхронизации несогласованность приводных потоков тепла, влаги и импульса (H_s, E_s и τ_s , соответственно), вычисляемых в атмосферном блоке климатической модели, и потоков, которые требует модель океана для адекватного воспроизведения океанической циркуляции (в том числе, температуры поверхности океана), порождает так называемый «дрейф климата» - систематическое отклонение модельных характеристик климата от реально наблюдаемых.

Чтобы преодолеть эту трудность, в работе (Sausen et al., 1988) был предложен метод «коррекции потоков»:

$$\left(\tilde{H}_s, \tilde{E}_s, \tilde{\tau}_s\right) = \left(H_s, E_s, \tau_s\right) + \left(\delta H_s, \delta E_s, \delta \tau_s\right),$$

где корректирующие величины $\left(\delta H_s, \delta E_s, \delta \tau_s\right)$ выбираются пропорциональными разности между модельными и наблюденными значениями температуры и солености поверхности океана.

В моделях, не использующие процедуру коррекции потоков, ошибки воспроизведения климата, как правило, превышают те, что генерируют модели без использования таковой процедуры.

Моделирование климата и суперкомпьютеры

- Быстродействие программной реализации модели ИВМ РАН, выполненной на языке программирования FORTRAN-90, составляет приблизительно 18 час процессорного времени на один год модельного времени при расчетах на рабочей станции COMPAQ с тактовой частотой 650 Мгц.
- При этом на модель океана затрачивается не более 10 % общего времени расчета.
- Развитие климатических исследований тесно связано с развитием вычислительной техники (созданием суперкомпьютеров) и с проблемой отображения вычислительных алгоритмов на архитектуру ЭВМ.
- В свою очередь, развитие вычислительной техники и вычислительных алгоритмов в настоящее время базируется на параллельных вычислениях.
- Современные оценки вычислительных алгоритмов могут существенно отличаться от устоявшихся оценок, связанных с оценками последовательных вычислений.
- Исследователь, работающий на массивных параллельно - вычислительных системах, вынужден выбирать алгоритм, возможно не самый эффективный для последовательных вычислений, но легко распараллеливаемый.
- Принимая во внимание важность климатических задач и учитывая, что в процессе их решения количество арифметических операций огромно, кажется целесообразным конструировать вычислительные системы, непосредственно ориентированные на решение такого рода задач.