

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Левшин В. Л. Журн. Русского физ.-хим. общества, 1925, 57, с. 283; Z. Phys., 1925, 32, p. 307; Z. Phys. USSR, 1939, p. 265. [2] Perrin F. C. R. Acad. Sci., 1925, 180, p. 581; 1926, 182, p. 928. [3] Jablonski A. Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. sci. math., astron. et phys., 1960, 8, p. 655. [4] Саржевский А. М., Севченко А. Н. Анизотропия поглощения и испускания света молекулами. Минск: Изд-во БГУ, 1971, с. 122—139. [5] Гайсенко В. А., Жолнеревич И. И., Саржевский А. М. Оптика и спектроскопия, 1980, 49, № 4, с. 714. [6] Шапиро А. Б., Розынов Б. В. и др. Изв. АН СССР, сер. хим., 1971, 4, с. 867. [7] Kivelson D. J. Chem. Phys., 1960, 33, p. 1094. [8] Кузнецов А. Н. Метод спинового зонда. М.: Наука, 1976, с. 42—50. [9] Дебай П. Полярные молекулы. М.: ГОНТИ, 1931, с. 143. [10] Голиков В. П., Муромцев А. М. Журн. структ. химии, 1972, 13, № 2, с. 332. [11] Паркер С. Фотолюминесценция растворов. М.: Мир, 1972, с. 33.

Поступила в редакцию  
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 551.510

### МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ СЛОЯ ИНВЕРСИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТОНКОМ ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

А. А. Будников

(кафедра физики атмосферы)

Взаимодействие океана и атмосферы оказывает существенное влияние на формирование погоды и климата нашей планеты. И поскольку интенсивность турбулентного тепло- и массопереноса в атмосфере непосредственно зависит от ее термической стратификации, знание вертикального распределения температуры и его изменения в суточном цикле является важным звеном в исследовании процессов взаимодействия океана и атмосферы. Исключительный интерес представляет тонкий приводный слой атмосферы, особенно его нижняя часть, с резкими изменениями температуры и влажности.

На физическом факультете МГУ начиная с 1969 г. систематически проводились экспериментальные исследования распределения температуры в нижней части приводного слоя атмосферы. Для этого была разработана новая методика и аппаратура, позволяющие проводить регистрации в условиях открытого моря. При этом датчики размещались на легкой поплавковой системе, которая следует за колебаниями поверхности моря.

Наблюдения, проведенные в открытых районах Черного моря при скоростях ветра до 7 м/с и волнении моря до 4 баллов в весенние и летне-осенние периоды года, показали, что в нижней части приводного слоя атмосферы существует инверсия температуры. В среднем разность температур в слое инверсии достигает  $0,5^{\circ}\text{C}$ , высота слоя 30 см, а сам слой устойчиво существует независимо от времени суток [1].

Механизм формирования устойчивой во времени инверсии температуры предложен в работе [2], где показано, что для образования устойчивого во времени профиля температуры с максимумом на некоторой высоте над поверхностью моря необходим источник тепла в атмосфере. Источник образуется в результате смешения паров воды с сухим атмосферным воздухом. При смешении происходит изменение среднего расстояния между молекулами (потенциальной энергии взаимодействия), что согласно закону сохранения энергии должно приводить к изменению температуры смеси; по расчетам [2] оно равно  $0,3^{\circ}\text{C}$ . Поскольку плотность паров воды меньше плотности воздуха, то они по

мере образования на поверхности моря поступают вверх. Концентрация паров убывает с высотой, поэтому увеличивается среднее расстояние между молекулами водяного пара. Очевидно, что в нижней части приводного слоя атмосферы, где наиболее интенсивно перемешивание, будет наблюдаться и наиболее интенсивное выделение тепла.

При рассмотрении закономерностей формирования профиля температуры в приводном слое атмосферы сделаны следующие упрощения:

- модель полагается одномерной;
- рассматривается стационарный случай;
- изменение плотности воздуха и коэффициента турбулентной теплопроводности не учитывается;
- объемная плотность источников тепла полагается постоянной до высоты слоя инверсии  $H$  и равной нулю выше  $H$ ;
- нагрев атмосферы солнечной радиацией не принимается во внимание.

С учетом сделанных допущений основные процессы, влияющие на формирование поля температуры в тонком приводном слое атмосферы, описываются уравнениями

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial J^\dagger}{\partial z} = \alpha \rho (J^\dagger - E), \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dJ^\downarrow}{dz} = \alpha \rho (J^\downarrow - E), \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dz} \lambda \frac{d\rho}{dz} = 0, \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k \frac{d^2 T}{dz^2} = -\frac{d}{dz} (J^\dagger - J^\downarrow) - B\rho \text{ при } H \geq z \geq 0, \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k \frac{d^2 T}{dz^2} = -\frac{d}{dz} (J^\downarrow - J^\dagger) \text{ при } z \geq H, \end{array} \right. \quad (5)$$

где (1) — уравнения переноса лучистой энергии, (2) — уравнение турбулентной диффузии паров воды, (3) и (4) — уравнения притока тепла.

Граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} J^\dagger &= 0, \quad \rho = 0 \text{ при } z = \infty, \\ J^\dagger &= E_0, \quad \rho = \rho_0, \quad T = T_0 \text{ при } z = 0, \\ q_z - q_1 &= q_2 + q_3 + J^\dagger - J^\downarrow, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $T$  — температура воздуха,  $\rho$  — плотность паров воды,  $\lambda = \lambda_0 e^{\beta z}$  — коэффициент турбулентной диффузии,  $k$  — коэффициент турбулентной теплопроводности,  $\alpha$  — коэффициент поглощения длинноволнового излучения,  $E$  — функция Планка,  $J^\dagger$  и  $J^\downarrow$  — восходящий и нисходящий потоки длинноволнового излучения,  $B$  — объемная плотность источников тепла,  $z$  — высота,  $q_z$  — суммарный поток тепла от моря в атмосферу,  $q_1 = BH$  — количество тепла, выделяемого объемными источниками,  $q_2$  — поток тепла, идущий на испарение,  $q_3$  — турбулентный поток тепла в атмосфере, (6) — уравнение теплового баланса.

Решение данной системы уравнений дает следующие выражения, описывающие изменения температуры с высотой:

$$T = T_0 + \frac{q_2 - q_\Sigma}{k} z + \frac{E_0 e^{-\tau_0}}{k\beta} (Ei \tau_0 - Ei \tau) +$$

$$+ \frac{B}{k} \left( Hz - \frac{z^2}{2} \right) \text{ при } H \geq z \geq 0, \quad (7)$$

$$T = T_0 + \frac{q_2 - q_3}{k} z + \frac{E_3 e^{-\tau_0}}{k\beta} (Ei \tau_0 - Ei \tau) + \frac{BH}{2k} \text{ при } z \geq H, \quad (8)$$

где  $Ei$  — интегральная показательная функция,  $E_3$  — эффективное длинноволновое излучение поверхности моря,  $\tau = \frac{\alpha \rho_0}{\beta} e^{-\beta z}$ .

На рисунке приведены профили температуры, рассчитанные по следующим данным:  $E_3 = 50 \text{ Вт/м}^2$ ,  $q_3 = 250 \text{ Вт/м}^2$ ,  $q_2 = 200 \text{ Вт/м}^2$ ,  $\alpha = 34,2 \text{ см}^2/\text{г}$ ,  $\rho_0 = 23 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$ ,  $T_0 = 25^\circ \text{C}$ ,  $H = 30 \text{ см}$ ,  $k = 0,05 \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{с})$ ,  $B = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ .

Кривая 1 рассчитана при объемной плотности источников тепла  $B = 108 \text{ Вт/м}^3$ , а кривая 2 — при  $B = 0$ .

Из рисунка видно, что слой инверсии образуется под действием объемного источника в этом слое.

Из уравнений (7) — (8) видно, что формирование профиля температуры в приводном слое атмосферы происходит под действием трех факторов: турбулентного теплообмена, длинноволнового излучения и выделения тепла объемными источниками. Причем остывание приводного слоя, обусловленное турбулентной теплопроводностью, в нижней части в значительной степени компенсируется притоком тепла за счет поглощения длинноволнового излучения.

Следует особо отметить, что в рамках описанной модели образование слоя инверсии температуры происходит под действием источника тепла в атмосфере.

Автор глубоко благодарен за постоянное внимание к работе Е. Г. Андрееву, Б. Н. Трубникову и Г. Г. Хунджуа.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г., Будников А. А. Океанология, 19, 1979, № 1, с. 164. [2] Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г. ДАН СССР, 1980, 225, № 4, с. 829.

Поступила в редакцию  
13.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

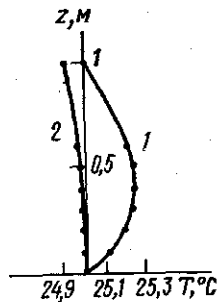
УДК 543.422.25

#### АППАРАТУРА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ МНОГОЧАСТОТНЫХ СЕЛЕКТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ МЕТОДАМИ РЕГЕНЕРАТИВНОЙ ЯМР-СПЕКТРОСКОПИИ

К. Л. Захаров, Ю. С. Константинов, А. М. Смирнов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Ряд многочастотных методов ЯМР-спектроскопии основан на селективном возбуждении отдельных переходов в спектре исследуемой спиновой системы. Решение этой задачи методами Фурье-спектроскопии ЯМР потребовало применения довольно сложных импульсных последовательностей, в спектре которых содержатся нужные для возбуждения переходов частоты  $\omega_i$  [1, 2], или использования импульсов большой длительности [3, 4], что, по существу, эквивалентно непрерыв-



Расчетное вертикальное распределение температуры:  $B = 108$  (1) и 0 (2)  $\text{Вт/м}^3$