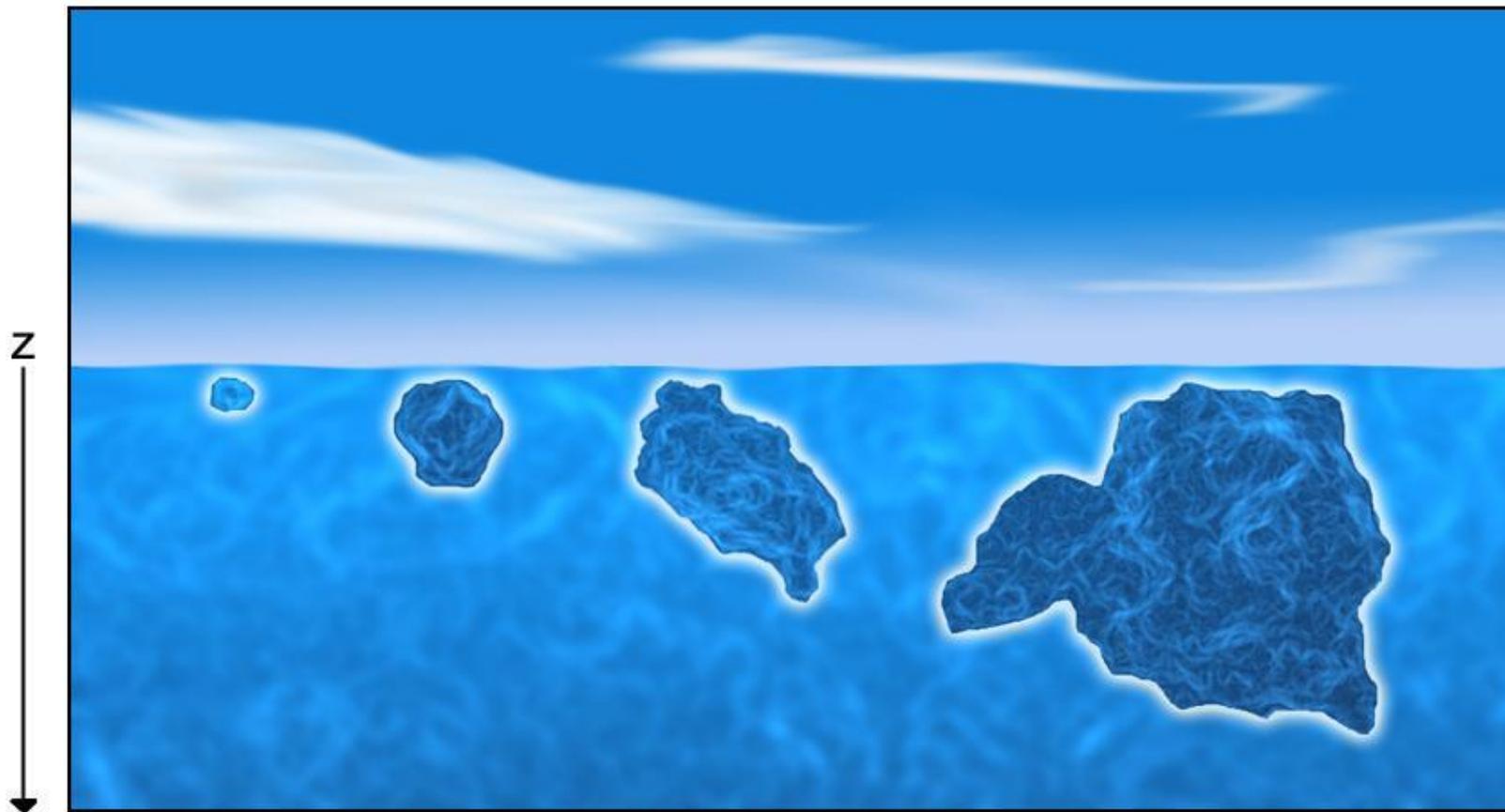


Приземный слой атмосферы

50 лет теории подобия Монина-Обухова



Что должны знать географы по физике приземного слоя

Определение приземного слоя

Определение, размерность и порядок величины касательных напряжений (сравнительно с давлением)

Определение динамической скорости и назначение ее

Определение турбулентных потоков тепла и влаги, их размерность и порядок величин

Постоянство потоков и напряжений

Определение и значения высоты ПрзС при устойчивой и неустойчивой стратификации

Значения градиентов скоростей, температуры и массовой доли

Выражения для потоков в К-теории

Выражение потоков через коэффициент проводимости и сопротивления

Турбулентные числа Прандтля и Шмидта, их значения

Док-во теоремы Прандтля о логарифмическом профиле

Уровень шероховатости и как его вычислить

Высота вытеснения, определение назначение и значения для разных п/п

Теорема Монина-Обухова о подобии профилей в стратифицированном ПрзС

Понятие о масштаба М-О и методе его оценки

Понятие о числе Ричардсона

Связь числа Ричардсона с z/L

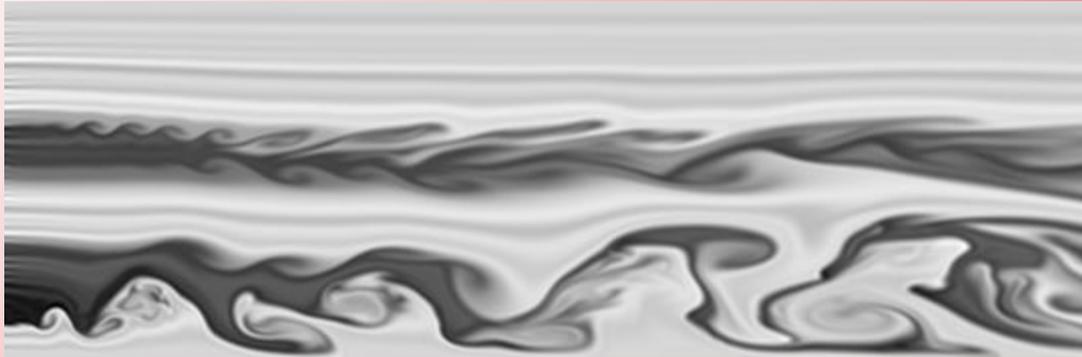
О практических методах оценки турбулентных потоков по градиентным наблюдениям

Определения и основные понятия

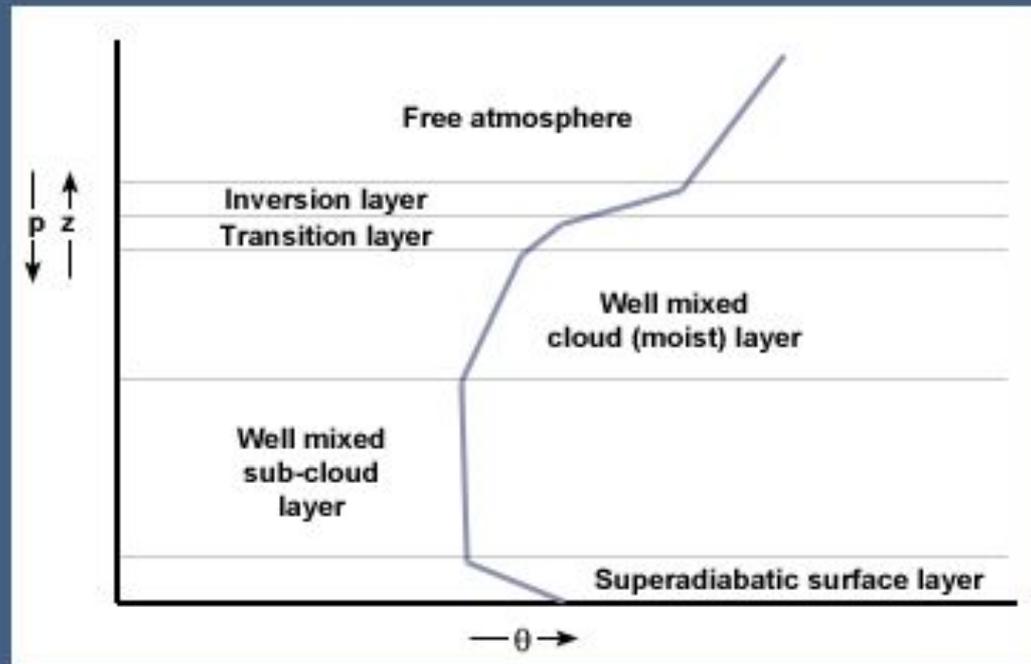
- *Приземный слой – это ближайшая и сильнее всего связанная с землей часть турбулентной атмосферы*
- *Турбулентность в нем зависит от расстояния до подстилающей поверхности*
- *В приземном слое самые большие градиенты скорости ветра, температуры и диффундирующих субстанций, переносимых от земной поверхности.*



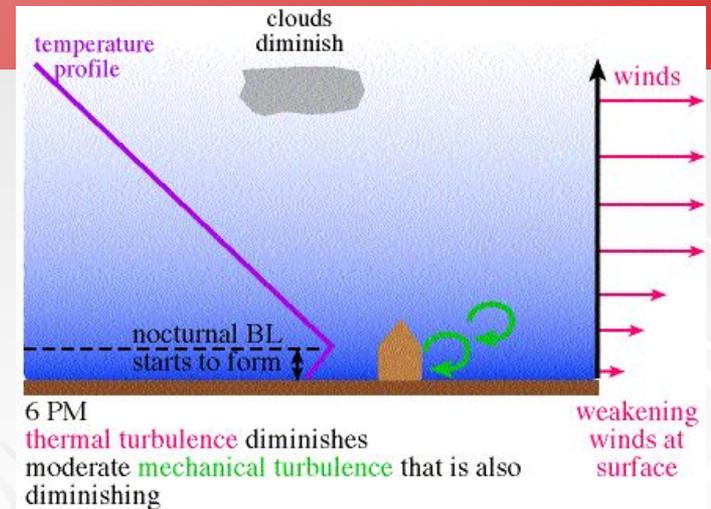
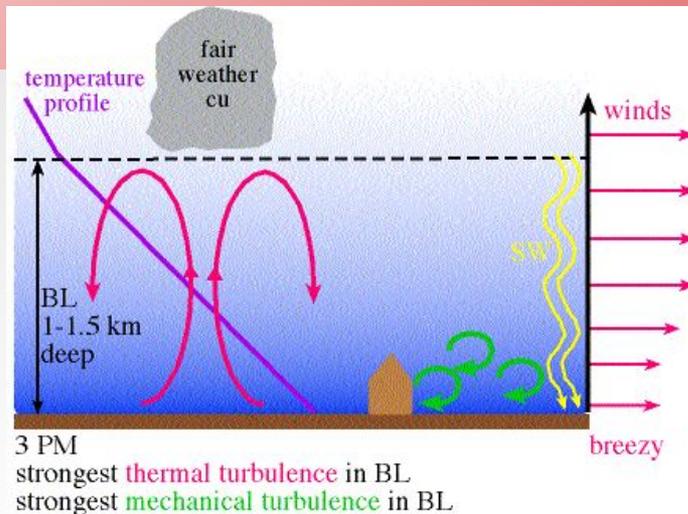
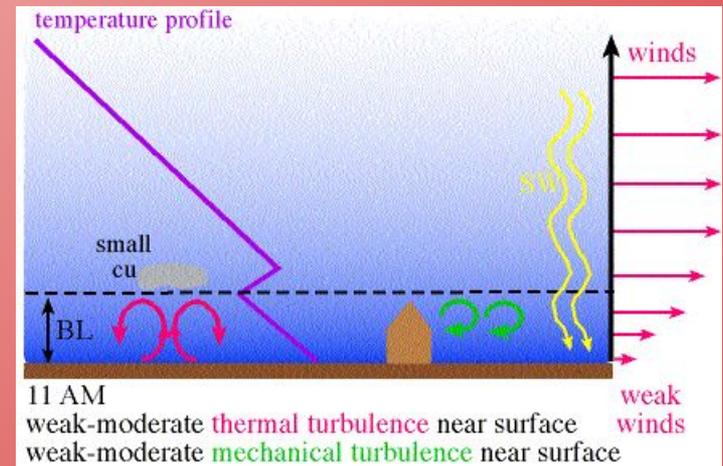
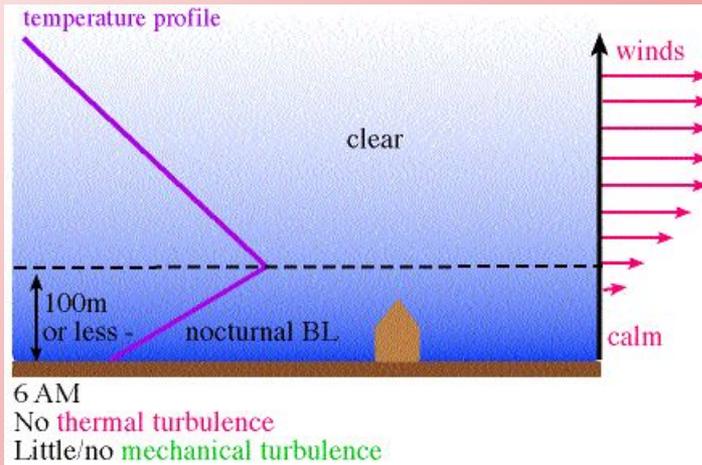
Атмосферные слои



Vertical profile of potential temperature through a convective boundary layer produced by arctic air moving over a warmer sea



Суточный ход ветра и температуры в пограничном слое



Турбулентные напряжения

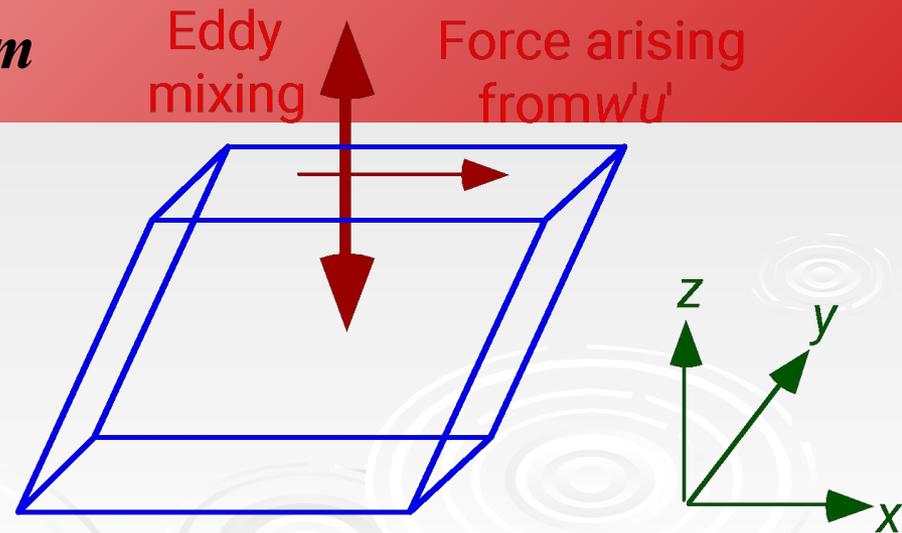
Напряжение – это сила, действующая на единицу площади (Н/м^2 или $\text{кг м}^1\text{с}^{-2}$)

Турбулентные напряжения или напряжения Рейнольдса – это напряжения, вызывающие деформации частиц при турбулентном движении

Они обозначаются $\overline{w'u'}$

Касательное напряжение за счет вертикального переноса составляющей u

$$\tau_{zx} = -\rho_a \overline{w'u'}$$



Поток импульса

Величина потока $|\tau_z| = \rho_a \left[\overline{(w'u')}^2 + \overline{(w'v')}^2 \right]^{1/2}$

Составляющие потока [м²с⁻²] $\overline{w'u'} = -\frac{\tau_{zx}}{\rho_a}$

$$\overline{w'v'} = -\frac{\tau_{zy}}{\rho_a}$$

Масштаб потока импульса – динамическая скорость или скорость трения [мс⁻¹]

$$u_* = \left[\overline{(w'u')}^2_s + \overline{(w'v')}^2_s \right]^{1/4} = \left(\tau_z / \rho_a \right)_s^{1/2}$$



Потоки тепла и влаги

Турбулентный поток тепла (Вт м⁻²)

$$H_f = \rho_a c_{p,d} \overline{w'\theta'_v}$$

Его кинематический эквивалент (м К с⁻¹)

$$\overline{w'\theta'_v} = \frac{H_f}{\rho_a c_{p,d}}$$

Турбулентный поток пара (кг м⁻² с⁻¹)

$$E_f = \rho_a \overline{w'q'_v}$$

Его кинематический эквивалент (м кг с⁻¹ кг⁻¹)

$$\overline{w'q'_v} = \frac{E_f}{\rho_a}$$

Свойство приземного слоя 1 –
вектор касательного напряжения у земли строго
противоположен направлению приземного ветра

$$\begin{aligned}
 \operatorname{tg} \alpha = \left. \frac{v}{u} \right|_{z_0} &= \left. \frac{v_{z_0} + z \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z_0}}{u_{z_0} + z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z_0}} \right|_{z_0} = \left. \frac{\cancel{z} \frac{\partial v}{\partial z}}{\cancel{z} \frac{\partial u}{\partial z}} \right|_{z_0} = \\
 &= \left. \frac{-K \frac{\partial v}{\partial z}}{-K \frac{\partial u}{\partial z}} \right|_{z_0} = \left. \frac{\tau_{y0}}{\tau_{y0x}} \right|_{z_0}
 \end{aligned}$$

Иначе: ветер и касательное напряжение лежат на одной прямой



Свойство приземного слоя 2 – постоянство потоков по вертикали

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} + l \cdot (v - G \cdot \cos \alpha) = 0, \quad \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = l \cdot G \cos \alpha \\ \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} - l \cdot (u - G \cdot \sin \alpha) = 0, \quad -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} = l \cdot G \sin \alpha \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} K \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_z - K \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z_0} + l \cdot \int_{z_0}^z (v - G \cdot \cos \alpha) dz = 0 \\ K \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_z - K \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z_0} + l \cdot \int_{z_0}^z (u - G \cdot \sin \alpha) dz = 0 \end{array} \right.$$

$$K \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z_0} = v_*^2, \quad K \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z_0} = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{K \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_z}{v_*^2} = 1 + \frac{l}{v_*^2} \cdot \int_{z_0}^z (v - G \cdot \sin \alpha) dz = 1 + \frac{l \cdot G \cdot z}{v_*^2} \cdot (\bar{v}/G - \sin \alpha) \cong 1 + \frac{l \cdot G \cdot z}{v_*^2} \cdot O(1) \\ \frac{K \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_z}{v_*^2} = \frac{l}{v_*^2} \cdot \int_{z_0}^z (u - G \cdot \cos \alpha) dz = \frac{l \cdot G \cdot z}{v_*^2} \cdot (\bar{u}/G - \cos \alpha) \cong \frac{l \cdot G \cdot z}{v_*^2} \cdot (O(1) - O(1)) \end{array} \right.$$

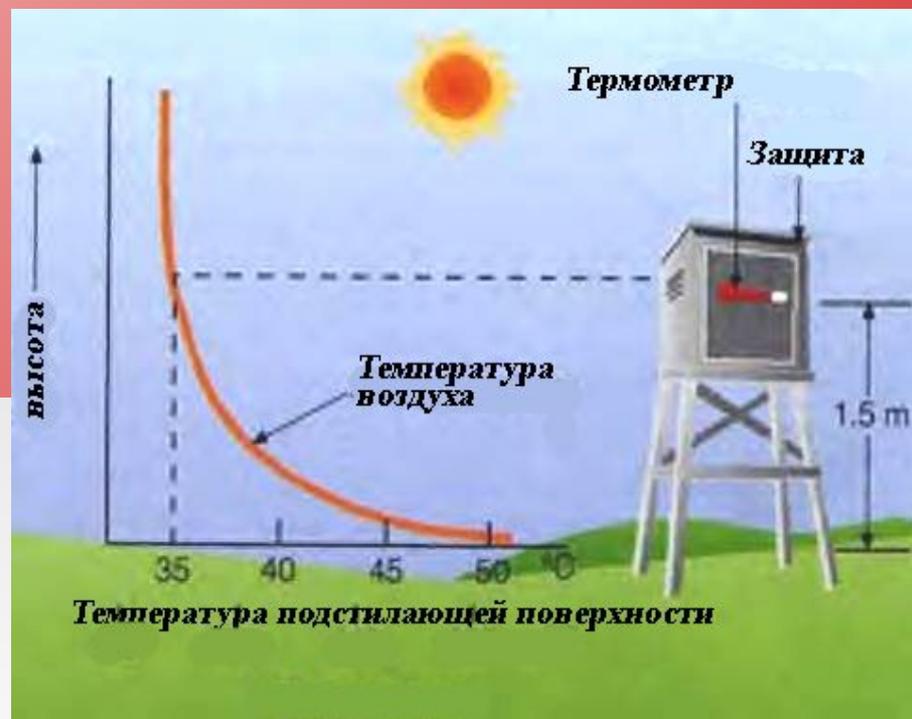
Оценка высоты приземного слоя

$$\frac{l \cdot G \cdot h}{v_*^2} \approx 0,01 \Rightarrow h \cong \frac{v_*^2}{l \cdot G} =$$

$$= 0,01 \cdot \frac{0,3^2 \begin{bmatrix} 2 & -2 \end{bmatrix}}{10^{-4} \begin{bmatrix} 10^{-1} \text{ мс} \\ -1 \end{bmatrix}} \cong 1 \left[\right]$$



Градиенты в приземном слое на два-три порядка больше, чем в свободной атмосфере!



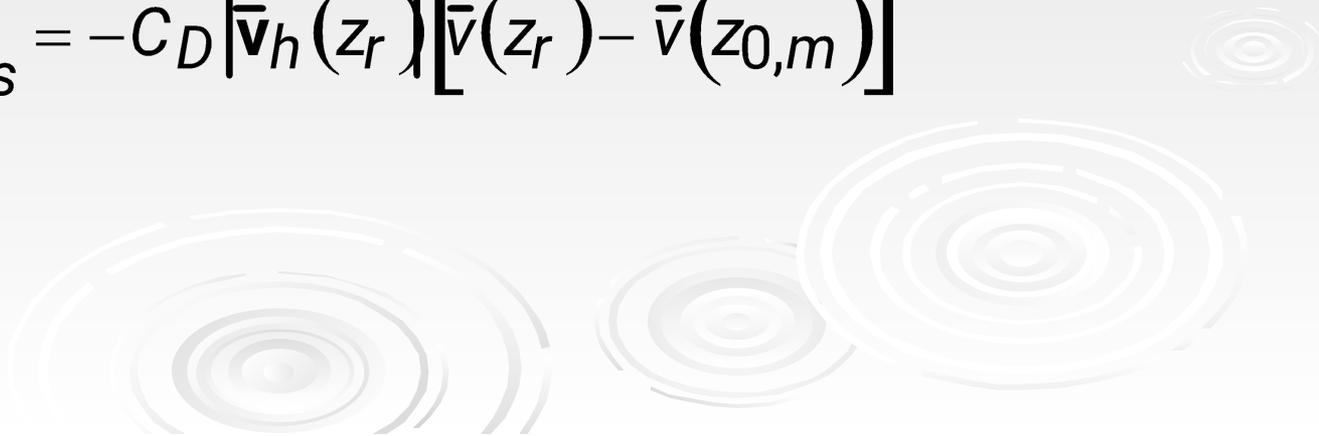
Формула турбулентного сопротивления

Bulk aerodynamic formulae

$$\overline{(w'u')}_s = -C_D |\bar{v}_h(z_r)| [\bar{u}(z_r) - \bar{u}(z_{0,m})]$$



$$\overline{(w'v')}_s = -C_D |\bar{v}_h(z_r)| [\bar{v}(z_r) - \bar{v}(z_{0,m})]$$



Сравним с формулой К-теории

Формула сопротивления

$$\overline{(w'u')}_s = -C_D |\bar{v}_h(z_r)| [\bar{u}(z_r) - \bar{u}(z_{0,m})]$$

К-теория

$$\overline{(w'u')}_s = -K_{m,zx} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Вертикальный сдвиг скорости

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{\bar{u}(z_r) - \bar{u}(z_{0,m})}{z_r - z_{0,m}}$$

*Связь коэффициента турбулентности и
коэффициента сопротивления*

$$K_{m,zx} = K_{m,zy} \approx C_D |\bar{v}_h(z_r)| (z_r - z_{0,m})$$

То же для потока энергии (тепла)

Формула теплопередачи

$$\overline{(w'\theta'_v)}_s = -C_H |\bar{v}_h(z_r)| [\bar{\theta}_v(z_r) - \bar{\theta}_v(z_{0,h})]$$

K-теория

$$\overline{(w'\theta'_v)}_s = -K_{h,zz} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}$$

Градиент виртуальной потенциальной температуры

$$\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} = \frac{\bar{\theta}_v(z_r) - \bar{\theta}_v(z_{0,h})}{z_r - z_{0,h}}$$

Связь коэффициента турбулентной теплопроводности и коэффициента теплопередачи

$$K_{h,zz} \approx C_H |\bar{v}_h(z_r)| (z_r - z_{0,h})$$

Число Прандтля

- Из предыдущего понятно, что коэффициенты турбулентности и турбулентной теплопроводности не равны
- Для упрощения вводится их отношение
- Оно называется числом Прандтля

$$\text{Или } \frac{K_{m,zx}}{K_{h,zz}} = \frac{C_D}{C_H} \quad \alpha = \frac{1}{Pr} \Rightarrow \boxed{K_{h,zz} = \alpha K_{m,zx}}$$

То же для потока пара

$$\left(\overline{w'q'}\right)_s = -K_{e,zz} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \qquad \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{\bar{q}(z_r) - \bar{q}(z_{0,h})}{z_r - z_{0,h}}$$

$$\left(\overline{w'q'_v}\right)_s = -C_E |\bar{v}_h(z_r)| \left[\bar{q}_v(z_r) - \bar{q}_v(z_{0,v}) \right]$$

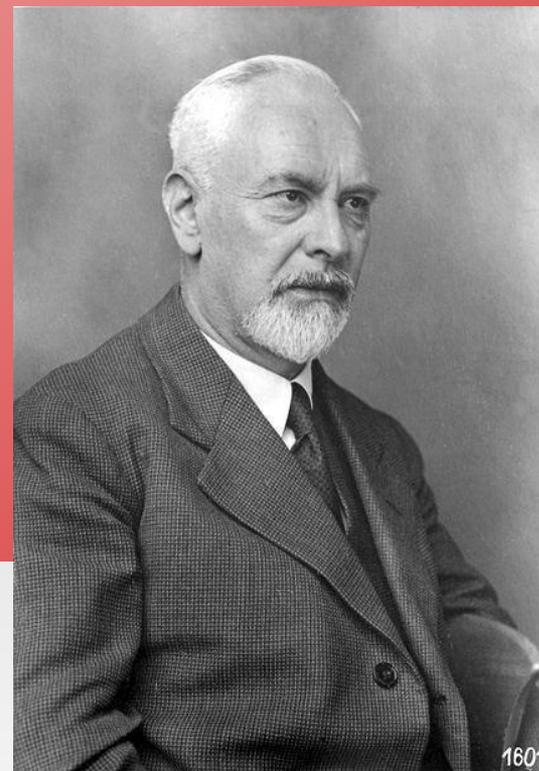
$$K_{e,zz} \approx C_e \left(\bar{v}_h(z_r) \right) \left(z_r - z_{0,h} \right)$$

$$Sm = \frac{K_{m,zx}}{K_{e,zz}} = \frac{C_D}{C_e} \text{ или } \alpha_e = \frac{1}{Sm} \Rightarrow \boxed{K_{e,zz} = \alpha_e K_{m,zx}}$$

предполагают, что $Sm = Pr \Rightarrow K_{e,zz} = K_{h,zz}$ или $C_e = C_H$

Теория Прандтля для нестратифицированного пристенного слоя

- Он указал, что для градиента скорости течения любой турбулентной жидкости вблизи стенки влияющими параметрами являются:
- значение касательного напряжения в пристеночном слое τ ,
- плотность жидкости ρ ,
- расстояние до стенки z
- (А вязкость несущественна!)



$$F\left(\tau, \rho, \frac{du}{dz}, z\right) = 0$$

Подробно в лекции 1

Пусть имеется зависимость:

$$F\left(\tau, \rho, \frac{du}{dz}, z\right) = 0$$

В нее входят величины:

$$[\tau] = \frac{H}{m^2} = ML^{-1}T^{-1}, \quad [\rho] = \frac{\kappa z}{m^3} = ML^{-3}, \quad \left[\frac{du}{dz}\right] = \frac{1}{c} = T^{-1}, \quad [z] =$$

Здесь **три основные величины (M, L, t)**, поэтому их можно заменить на три другие величины, например: плотность (в нее входит **M**), градиент скорости (в него входит **t**) и высоту над стенкой Z (в нее входит **L**).

Тогда, по 1 теореме Бриджмена, размерность касательного напряжения в этих единицах определяется по формуле:

$$[\tau] = [\rho]^\alpha \cdot \left[\frac{du}{dz}\right]^\beta \cdot [z]^\gamma$$

Сравним размерности, получим значения показателей:

$$[\tau] = [\rho]^\alpha \cdot \left[\frac{du}{dz} \right]^\beta \cdot [z]^\gamma \Rightarrow ML^{-1}T^{-2} = (ML^{-3})^\alpha \cdot (T^{-1})^\beta \cdot (L)^\gamma$$

$$M : 1 = \alpha; \quad L : -1 = -3\alpha + \gamma; \quad T : -2 = -\beta$$

$$\alpha = 1; \quad \beta = 2; \quad \gamma = 2 \Rightarrow \boxed{[\tau] = [\rho] \cdot [z]^2 \cdot \left[\frac{du}{dz} \right]^2}$$

Пусть в эксперименте получено, что

- $du/dz = A[du/dz]$ - т.е. значение величины градиента скорости равно числу A с размерностью $[du/dz]$
- $\rho = B[\rho]$ - т.е. значение величины плотности жидкости равно числу A с размерностью $[\rho]$
- $z = C[z]$ - т.е. значение величины расстояния до стенки равно числу C с размерностью $[z]$
- $\tau = D[\tau]$ - т.е. значение величины напряжения трения равно числу D с размерностью $[\tau] = [\rho][z]^2[du/dz]^2$

А теперь выберем масштабы основных величин равными их значениям в эксперименте!

- Тогда будет $A=1, B=1, C=1$
- А значение D измениться и станет, предположим D_1
- Тогда формула связи этих величин преобразуется:

$$F\left(\tau, \rho, \frac{du}{dz}, z\right) = 0 \Rightarrow F\left(D_1 \cdot [\rho][z]^2 \left[\frac{du}{dz}\right]^2, 1, 1, 1\right) = 0$$

Доказательство Прандтля

$$F\left(\tau, \rho, \frac{du}{dz}, z\right) = 0 \Rightarrow F\left(D_I \cdot [\rho][z]^2 \left[\frac{du}{dz}\right]^2, 1, 1, 1\right) = 0$$

откуда

$$\tau = D_I \cdot [\rho][z]^2 \left[\frac{du}{dz}\right]^2 \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{du}{dz} = \frac{\sqrt{D_I}}{z} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}}$$

это значит, что

$$\boxed{u(z) = \kappa \cdot V_* \cdot \ln(z / z_0)}$$

где $\kappa = \sqrt{D_I} = 0,38$ $V_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ $u(z = z_0) = 0$



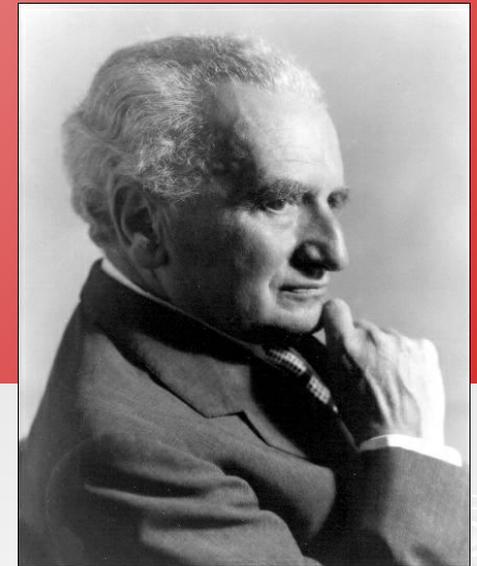
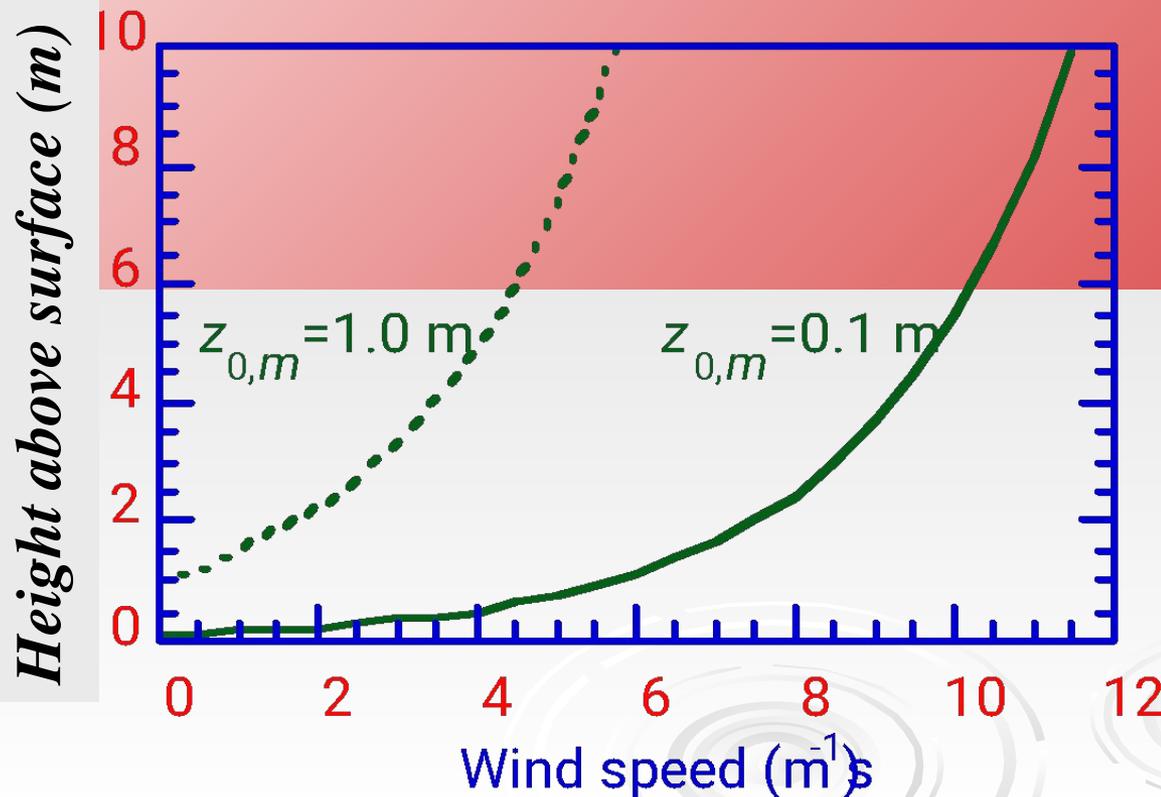
Логарифмический профиль ветра

Нужна нейтральная стратификация

$$|\bar{v}_h(z)| = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_{0,m}}$$

Вычислено при $u_ = 1 \text{ м с}^{-1}$.*

$k = 0,4$ – безразмерная постоянная Кармана



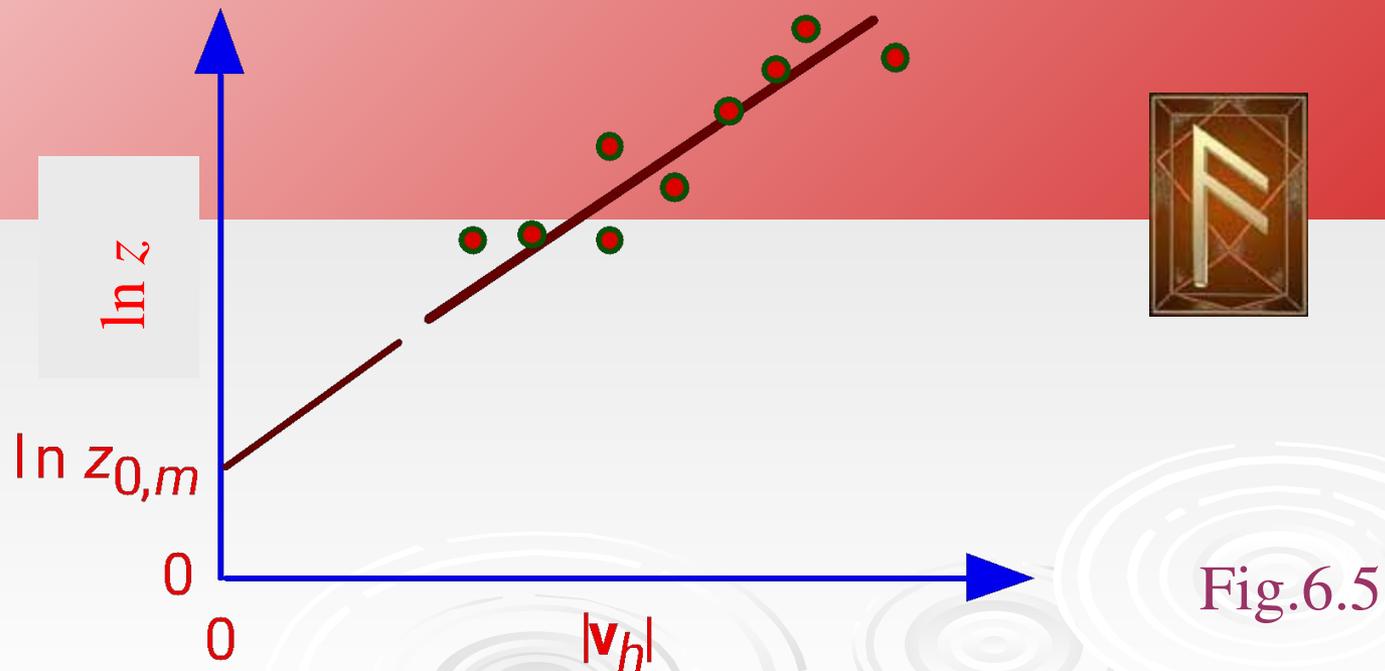
Теодор фон Карман

Fig. 8.3

Как оценить шероховатость?

Выбираем случаи нейтральной стратификации

- 1) Находим скорости ветра на различных высотах
- 2) Наносим их на график в зависимости от логарифма высоты (Следить, чтобы основание логарифмов было одинаковым!)
- 3) Находим регрессионную прямую и экстраполируем ее до значения скорости, равного нулю)



Значение шероховатости для импульса

Над гладкой водой при слабом ветре

$$z_{0,m} \approx 0.11 \frac{v_a}{u_*} = 0.11 \frac{\eta_a}{\rho_a u_*}$$

Над волнами при сильном ветре (Чарнок)

$$z_{0,m} \approx \alpha_c \frac{u_*^2}{g}$$

Над городской застройкой

$$z_{0,m} \approx 0.5 \frac{h_o S_o}{A_o}$$

Над растительным покровом

$$z_{0,m} = h_c \left(1 - 0.91 e^{-0.0075 z_T} \right)$$

Шероховатость и толщина

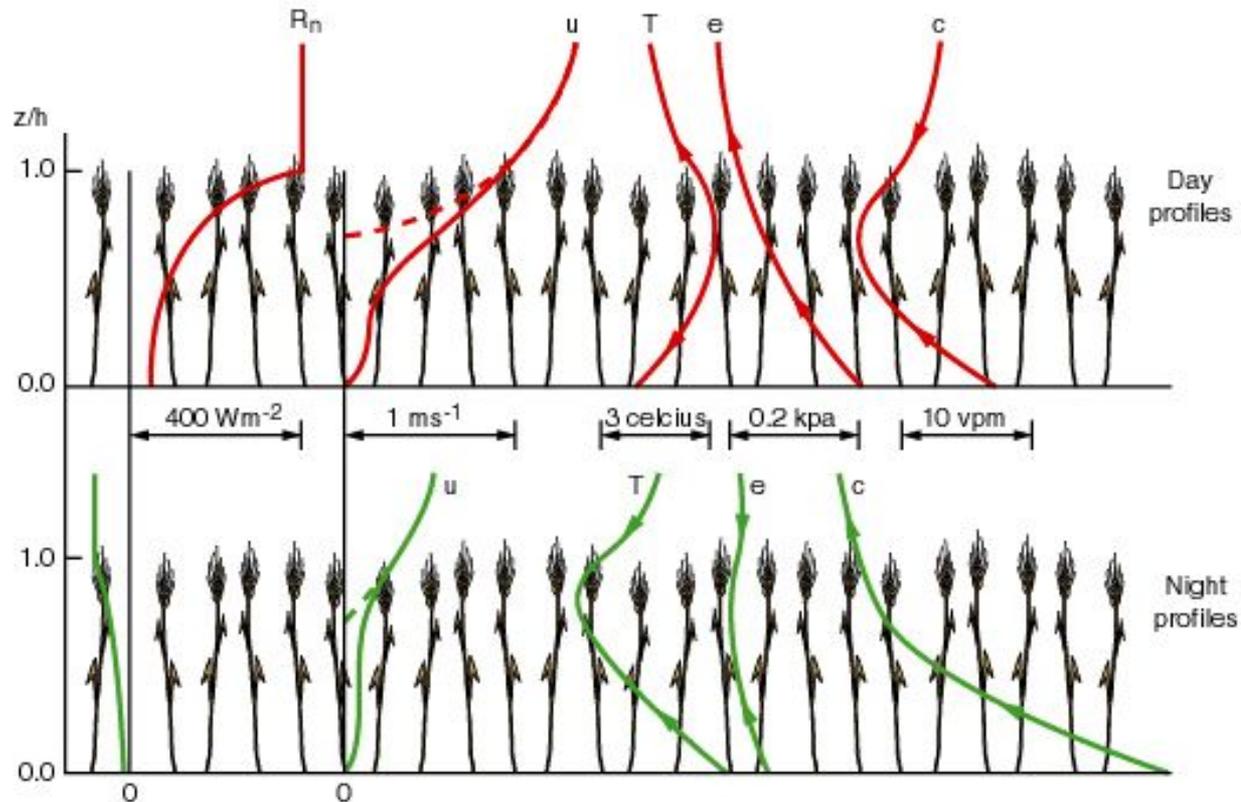
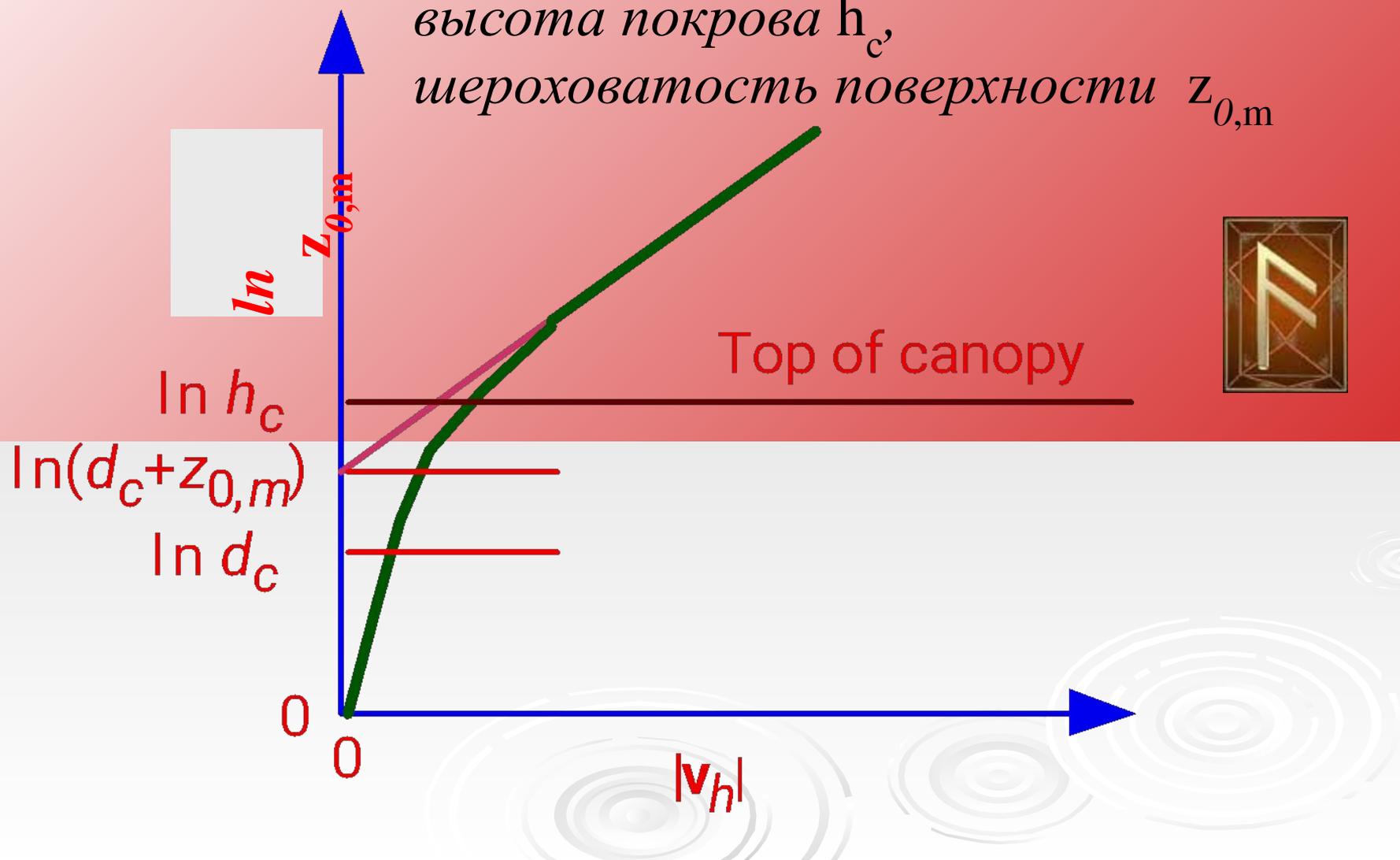


Figure 8.1. Idealized profiles of net radiation (R_n), windspeed (u), air temperature (T), vapor pressure (e) and CO_2 concentration (c) in a field crop growing to a height h plotted as a function of z/h , where z is the height above the surface and h is the height of the canopy. The pecked wind profiles represent an extrapolation of the logarithmic relations between u and $(z-d)$ above the canopy, where d is the displacement depth; (Freely adapted from Monteith, 1990; p. 232). The top part of the figure pertains to typical daytime profiles, the bottom part to night profiles.

Профиль скорости в растительности и параметры поверхности

Толщина вытеснения d_c ,
высота покрова h_c ,
шероховатость поверхности $z_{0,m}$

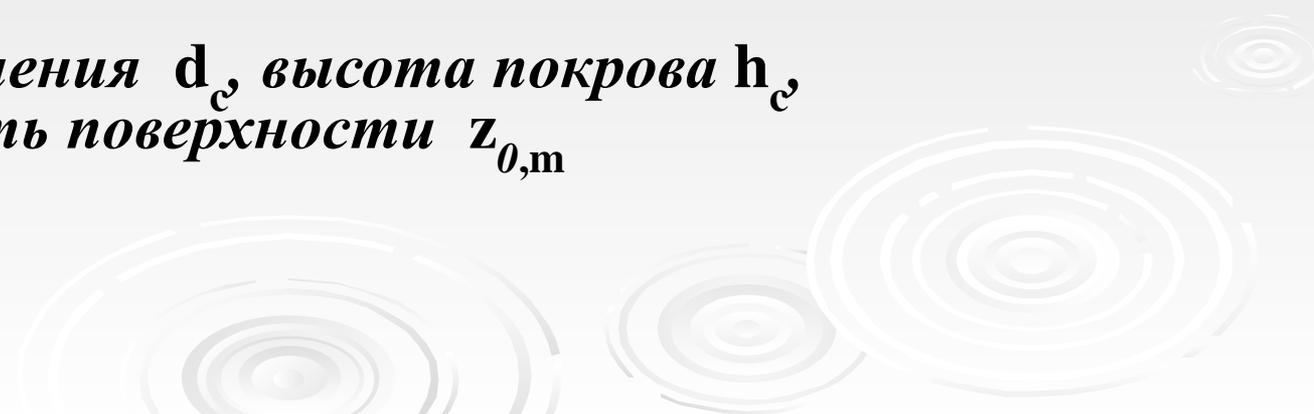


Вертикальный профиль в растительности и прочих средах

Профильная функция

$$|\bar{v}_h(z)| = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z - d_c}{z_{0,m}} \right) - \psi_m \left(\frac{z - d_c}{L} \right) \right]$$

Толщина вытеснения d_c , высота покрова h_c ,
шероховатость поверхности $z_{0,m}$



Характеристики шероховатости подстилающей поверхности

Surface Type	$z_{0,m}$ (m)	h_c	d_c
Smooth sea	0.00001		
Rough sea	0.000015-0.0015		
Ice	0.00001		
Snow	0.00005-0.0001		
Level desert	0.0003		
Short grass	0.03-0.01	0.02-0.1	
Long grass	0.04-0.1	0.25-1.0	
Savannah	0.4	8	4.8
Agricultural crops	0.04-0.2	0.4-2	0.27-1.3
Orchard	0.5-1.0	5-10	3.3-6.7
Broadleaf evergreen forest	4.8	35	26.3
Broadleaf deciduous trees	2.7	20	15
Broad and needleleaf trees	2.8	20	15
Needleleaf-evergreen trees	2.4	17	12.8
Needleleaf deciduous trees	2.4	17	12.8
Short vegetation/C4 grassland	0.12	1	0.75
Broadleaf shrubs w/ bare soil	0.06	0.5	0.38
Agriculture/C3 grassland	0.12	1	0.75
2500 m ² lot w/ a building 8-m high and 160 m ² silhouette	0.26	8	
25,000 m ² lot w/ a building 80-m high and 3200 m ² silhouette	5.1	80	

Обобщение теории Прандтля

- ▣ *Обухов, А. М., 1946: Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере*
- ▣ *Параметры, характеризующие динамику атмосферы выше вязкого подслоя:*

g : gravity acceleration

T_0 : surface temperature

v_* : friction velocity

q : kinematic heat flux

c_p : specific heat

ρ : air density



Масштаб высоты приземного слоя

- **Обухов ввел масштаб высоты:**

$K=0,38$ is the von Karman constant.

$$L = - \frac{v_*^3}{K \left(\frac{g}{T_0} \right) \left(\frac{q}{c_p \rho} \right)}$$

- L характеризует толщину динамического подслоя, где влияние стратификации пренебрежимо мало
- L пропорционально толщине, а не равно
- L помогает провести анализ размерностей для замыкания УБЭТ



Универсальное описание приземного слоя

- *А.С.Монин, А.М. Обухов. Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы. ДАН СССР, 93, №2.*



Основное содержание теории Монина-Обухова

- Факторы, влияющие на турбулентность:
- динамической скоростью V_* , размерность которой $[LT^{-1}]$
 - Параметр пловучести. Размерность величины $g\beta$ это $[LT^{-2}K^{-1}]$.
 - Поток тепла $w'T' = H_0 / c_p \rho$, Размерность этого потока $[LT^{-1}K]$.
 - высота рассматриваемого уровня над земной поверхностью z , размерность которой – $[L]$.

Таким образом, задача определения формы профиля скорости ветра в стратифицированном приземном слое состоит в нахождении функциональной зависимости между пятью переменными

$$F(u, v_*, P_0 / \rho C_p, g\beta, z) = 0$$



Отличие от теории Прандля

Выразим через влияющие переменные размерности u и z в виде степенных комплексов. Функция F преобразуется к виду

$$v_*, H_0 / \rho C_p, g\beta$$

$$F\left(\frac{u}{v_*^{m_1} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_1} \cdot (g\beta)^{p_1}}, 1, 1, 1, \frac{z}{v_*^{m_2} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_2} \cdot (g\beta)^{p_2}}\right) = 0$$

$$F\left(D_1 \cdot [\rho][z]^2 \left[\frac{du}{dz}\right]^2, 1, 1, 1\right) = 0$$

В теории Прандтля получается равенство с одной переменной (уравнение), а в теории Монино-Обухова – с двумя (т.е. зависимость одной переменной от другой)!

Выберем показатели степени так, чтобы все входящие в зависимость аргументы были безразмерны.

$$[u] = \left[v_*^{m_1} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_1} \cdot (g\beta)^{p_1} \right] \Rightarrow LT^{-1} = (LT^{-1})^{m_1} \cdot (LT^{-1}K)^{n_1} \cdot (LT^{-2}K^{-1})^{p_1}$$

$$K: 0 = n_1 - p_1; \quad L: 1 = m_1 + n_1 + p_1; \quad T: -1 = -m_1 - n_1 - 2p_1$$

$$m_1 = 1 \quad p_1 = n_1 = 0$$

$$\left[v_*^{m_1} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_1} \cdot (g\beta)^{p_1} \right] = [v_*]$$

$$[z] = \left[v_*^{m_2} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_2} \cdot (g\beta)^{p_2} \right] \Rightarrow L = (LT^{-1})^{m_2} \cdot (LT^{-1}K)^{n_2} \cdot (LT^{-2}K^{-1})^{p_2}$$

$$K: 0 = n_2 - p_2; \quad L: 1 = m_2 + n_2 + p_2; \quad T: 0 = -m_2 - n_2 - 2p_2$$

$$m_2 = 3; \quad p_2 = n_2 = -1$$

$$\left[v_*^{m_2} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_2} \cdot (g\beta)^{p_2} \right] = \left[v_*^3 \cdot (P_0 / \rho C_p)^{-1} \cdot (g\beta)^{-1} \right]$$

$$\text{тогда } F\left(\frac{u}{v_*}, 1, 1, 1, \frac{z}{\Lambda}\right) = 0$$



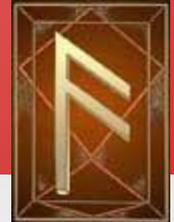
$$\text{или } u = \frac{v_*}{\kappa} \cdot f_u\left(\frac{z}{\Lambda}\right), \quad \text{где } \Lambda = \frac{v_*^3}{g\beta \cdot (P_0 / \rho C_p)}$$

Поскольку все четыре перечисленных фактора, определяющих турбулентность в приземном слое, сохраняются и в задаче о профиле температуры, то

$$F_1(T, v_*, P_0 / \rho C_p, g\beta, z) = 0$$

$$F_1\left(\frac{T}{v_*^{m_1} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_1} \cdot (g\beta)^{p_1}}, 1, 1, 1, \frac{z}{v_*^{m_2} \cdot (P_0 / \rho C_p)^{n_2} \cdot (g\beta)^{p_2}}\right) = 0$$

или $T = \frac{T_*}{\kappa} \cdot f_T\left(\frac{z}{\Lambda}\right)$, где $T_* = \frac{P_0 / \rho C_p}{v_*}$



Значительные усложнения вносит необходимость учета переноса водяного пара. Но получаемая зависимость аналогична

$$q = \frac{q_*}{\kappa} \cdot f_q\left(\frac{z}{\Lambda}\right), \text{ где } q_* = \frac{E_0 / \rho}{v_*}$$

Профильные функции получают экспериментально

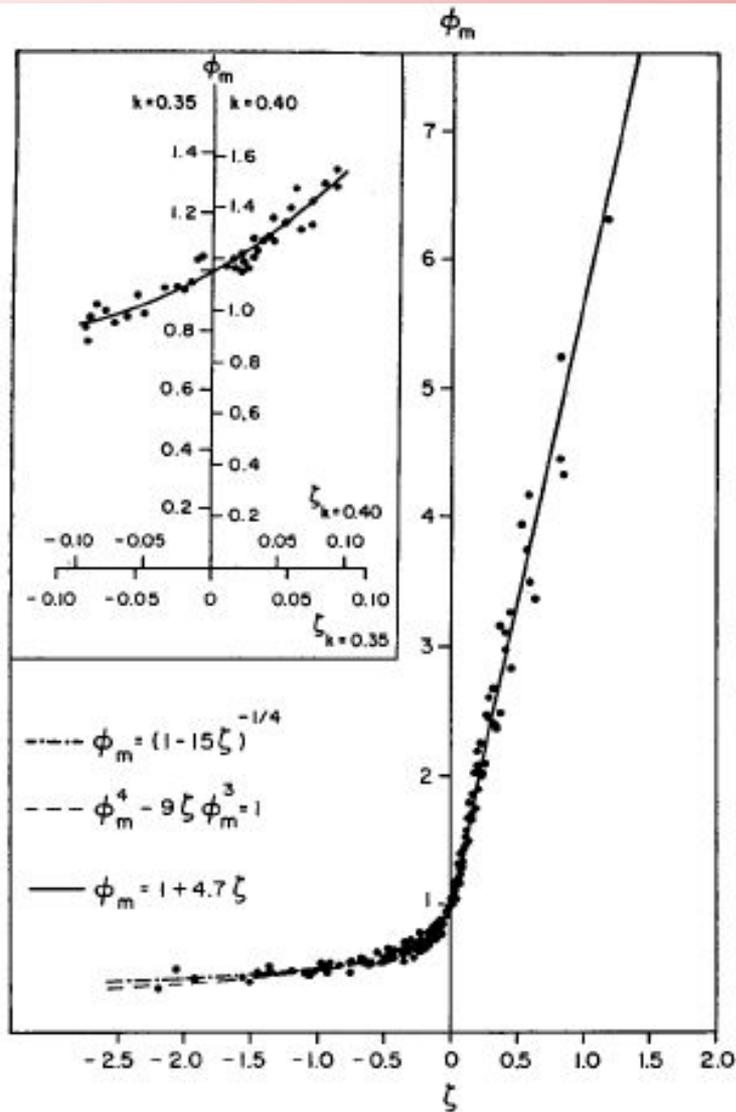


FIG. 1. Comparison of dimensionless wind shear observations with interpolation formulas.

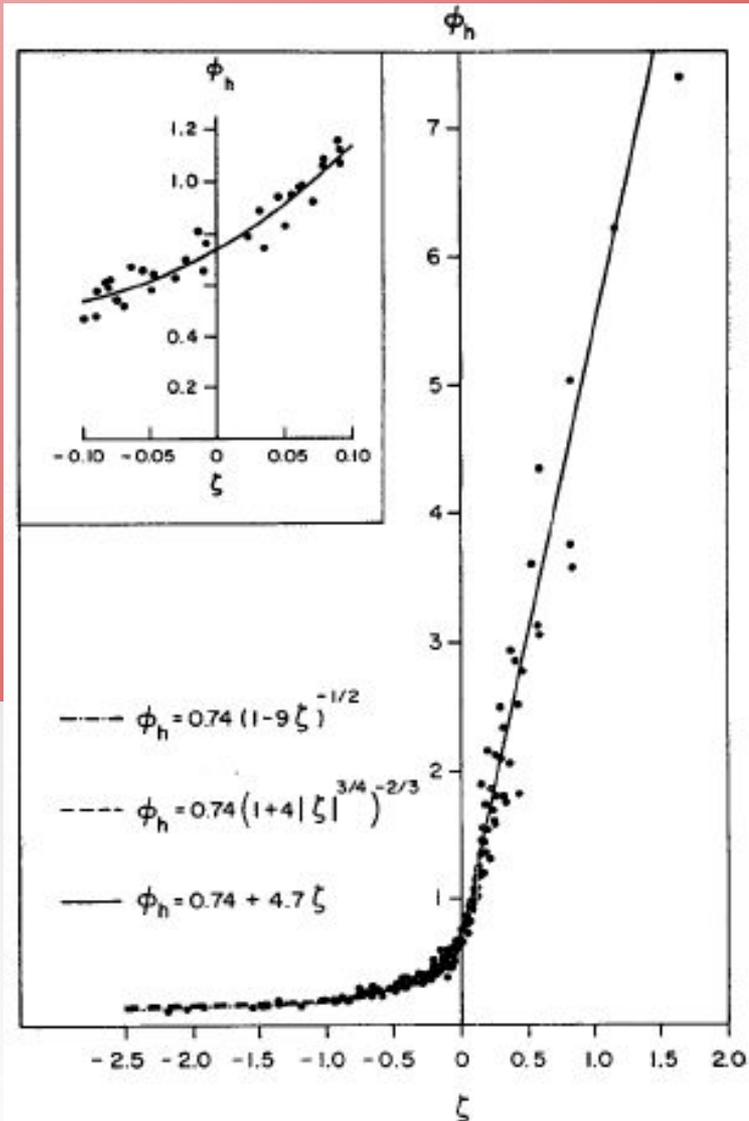


FIG. 2. Comparison of dimensionless temperature gradient observations with interpolation formulas.

Современное состояние теории

- *Hogstrom (1988) получил используемые в настоящее время формулы универсальных функций*

$$\varphi_m(z/L) = (1 - 19.3z/L)^{-1/4}, \quad -2 < z/L < 0,$$

$$\varphi_m(z/L) = 1 + 6z/L, \quad 0 < z/L < 1,$$

$$\varphi_H(z/L) = 0.95 (1 - 11.6z/L)^{-1/2}, \quad -2 < z/L < 0,$$

$$\varphi_H(z/L) = 0.95 + 7.8z/L, \quad 0 < z/L < 1.$$

Используются значения $\kappa = 0.40$, $\alpha = Pr_t^{-1} = 1.05$

До настоящего времени значение числа Прандтля известно не точно, а значение числа Шмидта, совсем плохо изучено.

Число Ричардсона для слоя

$$Ri_b = \frac{g [\bar{\theta}_v(z_r) - \bar{\theta}_v(z_{0,h})] (z_r - z_{0,m})^2}{\bar{\theta}_v(z_{0,h}) [\bar{u}(z_r)^2 + \bar{v}(z_r)^2] (z_r - z_{0,h})}$$



Значения от 1 до 10 – типичны для устойчивости. Если меньше 0,1, то в потоке преобладает термическая конвекция. Интервал от 0,1 до 0,25 – переходный от неустойчивости к устойчивости.

**Льюис Фрай Ричардсон,
Математик, метеоролог, психолог.
Основоположник численных прогнозов
погоды**

Градиентное число Ричардсона

$$Ri_g = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2}$$

Характеристики потока при разных Ri

<i>Значения Ri_b или Ri_g</i>	<i>Течение воздуха</i>	<i>Вклад сил пловучести</i>	<i>Вклад сдвига скорости</i>
<i>Большое, отрицательное</i>	<i>Турбулентное</i>	<i>Велик</i>	<i>Мал</i>
<i>Малое, отрицательное</i>	<i>Турбулентное</i>	<i>Мал</i>	<i>Велик</i>
<i>Малое, положительное</i>	<i>Турбулентное</i>	<i>Нет (слабая устойчивость)</i>	<i>Велик</i>

Сравнение методов определения устойчивости стратификации

ПЗС

Stability condition	Richardson	Monin-Obukhov	Pasquill-Gifford	PTM
Extremely unstable	$Ri < -0.04$	$-100 < L < 0$	A	1
Unstable			B	2
Slightly unstable	$-0.03 < Ri < 0$	$-10^5 \leq L \leq -100$	C	3
Neutral	$Ri=0$	$ L > 10^5$	D	4
Slightly stable	$0 < Ri < 0.25$	$10 \leq L \leq 10^5$	E	5
Stable			F	6
Extremely stable	$Ri > 0.25$	$0 < L < 10$		7

Классы устойчивости

Паскуила-Тернера

Table 1: The Pasquill stability classes

Stability class	Definition	Stability class	Definition
A	very unstable	D	neutral
B	unstable	E	slightly stable
C	slightly unstable	F	stable

Table 2: Meteorological conditions that define the Pasquill stability classes

Surface windspeed		Daytime incoming solar radiation			Nighttime cloud cover	
m/s	mi/h	Strong	Moderate	Slight	> 50%	< 50%
< 2	< 5	A	A - B	B	E	F
2 - 3	5 - 7	A - B	B	C	E	F
3 - 5	7 - 11	B	B - C	C	D	E
5 - 6	11 - 13	C	C - D	D	D	D
> 6	> 13	C	D	D	D	D

Note: Class D applies to heavily overcast skies, at any windspeed day or night

Happy Russian New Year!

Good Luck! Good bye!

