

Классическая теория подобласти плавучести турбулентной проводящей атмосферы

А. И. Гвелесиани

1. Вывод основных характеристик среды с развитой турбулентностью

1.1. В проблеме энергобюджета верхней и нижней атмосферы турбулентность мезосферы и нижней термосферы всё ещё остается „белым” пятном. В рассматриваемых областях атмосферы и в других плазменных средах с развитой турбулентностью важен учёт сил обычной и магнитной плавучести. В данной работе турбулентная среда рассматривается как ансамбль альфвеновских волн и волн плавучести. Здесь предпринята попытка обобщения известных достижений классической теории турбулентности нейтральной и электропроводящей атмосфер на основе [1 – 8], а также результатов [9 – 11]. Знание структуры турбулентности и ее параметров при различных гелиогеофизических условиях важно для соответствующих геофизических исследований, практических работ по дальней радиосвязи, астрономических наблюдений и др. [1 – 9].

1.2. Методом подобия и анализа размерностей для характерных значений флуктуаций подобласти плавучести турбулентной нейтральной атмосферы получаем выражения:

$$l_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{3/4} \omega_b^{-1} \left(\frac{\varepsilon}{\omega_b}\right)^{1/2}, v_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{1/4} \left(\frac{\varepsilon}{\omega_b}\right)^{1/2}, \theta_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{-1/4} \omega_b \left(\frac{\varepsilon}{\omega_b}\right)^{1/2} \frac{\theta}{g},$$

$$\omega_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{-1/2} 2\pi\omega_b, \tau_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{1/2} \omega_b^{-1}, P_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{1/2} \frac{\rho\varepsilon}{2\omega_b}, \frac{\nabla\bar{P}_*^2}{\rho^2} = 183 \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{-3/2} \varepsilon \omega_b, (1)$$

где

l_* – характерный масштаб вихрей, v_* – скорости, θ_* – температуры, $\omega_* = \frac{2\pi v_*}{l_*}$ – частоты

$\tau_* = \frac{v_*^2}{\varepsilon}$ – времени диссипации турбулентности, P_* – давления, $\frac{\nabla\bar{P}_*^2}{\rho^2}$ – среднего квадрата

градиента давления; ρ – плотность воздуха. ε скорость диссипации турбулентности, $\frac{g}{\theta}$

параметр плавучести Архимеда, $N = \frac{v_T}{Ri_{*cp}} \left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2$ скорость турбулентной диссипации тепла,

g – ускорение силы тяжести, θ – потенциальная температура, $v_T = \frac{0.81\varepsilon}{\omega_B^2}$ – коэффициент

турбулентной вязкости, Ri_{*cp} – критическое значение числа Ричардсона, $\omega_B^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$ – квадрат частоты Брэнта – Вайсля.

Для расчета характеристик турбулентности подобласти плавучести используем трехмерное спектральное распределение энергии $E(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ [9], обозначив их индексом 1. Интегрируя в интервале от вязкой подобласти ($k \rightarrow \infty$) до подобласти плавучести с волновым числом $k_1 = \omega_1 v_1^{-1}$, где полагается $\omega_1 = \omega_B$, получим:

$$v_1^2 = \alpha \epsilon^{2/3} (v_1 / \omega_B)^{2/3}. \quad (1.2)$$

Отсюда $\epsilon = \alpha^{-3/2} v_1^2 \omega_B$, тогда $\frac{v_1^2}{\epsilon} = \alpha^{3/2} \omega_B^{-1}$, но в то же время $\frac{v_1^2}{\epsilon} = \alpha \epsilon^{-1/3} k_1^{-2/3}$.

Приравняв правые части и имея в виду, что $k = \frac{2\pi}{l_1}$, $v_1 = \frac{\omega_B}{2\pi}$, $\tau = \frac{v_1^2}{\epsilon}$, для θ_1 , по

аналогии с $\theta_* = \frac{v_*^2}{l_* g}$, окончательно получаем:

$$l_1 = 2\pi \alpha^{3/4} \frac{1}{\omega_B} \sqrt{\frac{\epsilon}{\omega_B}}, \quad v_1 = \alpha^{3/4} \sqrt{\frac{\epsilon}{\omega_B}}; \quad (1.3)$$

аналогично зависимости θ_* от параметров l_* и v_* имеем: $\theta_1 = \frac{v_1^2}{l_1 g}$, откуда непосредственно получаем:

$$\theta_1 = \frac{1}{2\pi} \alpha^{3/4} \omega_B \sqrt{\frac{\epsilon}{\omega_B g}}, \quad \omega_1 = \omega_B, \quad \tau_1 = \alpha^{3/2} \omega_B^{-1}, \quad P_1 = \frac{\rho \alpha^{3/2} \epsilon}{2 \omega_B}, \quad \frac{\overline{\nabla P_1^2}}{\rho^2} = \frac{183}{(2\pi)^3} \epsilon \omega_B. \quad (1.4)$$

Между характеристиками, обозначенными звездочками и индексом „1“, получаются соотношения (где $Ri_{*1} = 1/4$):

$$l_1 = 2\pi (1,8)^{3/2} \alpha^{3/4} l_*, \quad v_1 = (1,8)^{1/2} \alpha^{3/4} v_*, \quad \theta_1 = 2\pi (1,8)^{3/2} \alpha^{-3/4} \theta_*, \quad (1.5)$$

$$\omega_1 = (2\pi \cdot 1,8)^{-1} \omega_*, \quad \tau_1 = 1,8 \alpha^{3/2} \tau_*, \quad P_1 = 1,8 \alpha^{3/2} P_*, \quad \frac{\overline{\nabla P_1^2}}{\rho^2} = \frac{1}{(2\pi \cdot 1,8)^3} \frac{\overline{\nabla P_*^2}}{\rho^2}.$$

очевидно, что вместо потенциальной температуры можно брать абсолютную температуру $T^\circ K$; для колмогоровской постоянной берётся значение $\alpha \approx 1,6$ [9, 10].

Для описания неоднородностей вязкой подобласти и инерционного интервала были использованы колмогоровский микромасштаб, $\eta = \sqrt[4]{\nu^3 \epsilon^{-1}}$ и внутренний масштаб турбулентности $l_0 = a_0 \eta$, где постоянная $a_0 = 3$ [11], 5,5 [11], 7,4 [12] для нейтральной атмосферы и для электронной компоненты $a_e \approx 9$ [13], $l_{0e} \approx 9\eta$. В мелкомасштабную

турбулентность вносится вклад и от пульсаций температуры $\eta_T = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}} = \eta Pr^{-3/4}$, где

$Pr = \frac{\nu}{\chi}$ - число Прандтля. Для воздуха $Pr \approx 0,7$; $\eta_T \approx 1,3\eta$ находится в вязкой подобласти турбулентности, порядка колмогоровского микромасштаба. Параметры вязкой подобласти связаны соотношением $\nu \eta / \nu = 1$, отсюда $\nu = \frac{\nu}{\eta}$ и $\omega = \frac{2\pi \nu}{\eta}$. В вязкой подобласти

использовались: колмогоровский микромасштаб $\eta = (\nu^3 \epsilon^{-1})^{1/4}$; температурные

неоднородности $\eta_T = \eta Pr^{-3/4} \approx 1,3\eta$, $\theta' = \eta_T \omega_B^2 \frac{\theta}{g}$. Для зависимости между ε и

v_T : $\varepsilon = C v_T (v_\eta \eta^{-1})^2$, используя $v_\eta \eta^{-1} = \frac{\omega_B}{2\pi}$, получаем $v_T = \frac{(2\pi)^2}{C} \frac{\varepsilon}{\omega_B^2}$ или

$v_T = C' \varepsilon \omega_B^{-2}$, где $C' = 0,81$, [14]; откуда $C \approx 49$ и $\varepsilon = 49 v_T (v_\eta \eta^{-1})^2$; для условий

равновесия сил вязкости и инерции ($Re = 1$) $\omega_1 = \frac{2\pi v_1}{\eta}$, $v_1 = \frac{v}{\eta}$, $\tau_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} = \frac{\eta^2}{v}$. Для

области плавных возмущений скорости $l \ll \eta$ [15] имеем: $v_\eta = \frac{\Delta u}{L} \eta Re^{1/2}$, где

$Re = \Delta u L v^{-1}$ – число Рейнольдса потока, L – внешний масштаб, Δu – изменение скорости потока на расстоянии L . Рассчитаем характерное время $\tau = v_\eta^2 \varepsilon^{-1}$, используя

вычисленное выше значение v_η и формулу $\varepsilon = (\Delta u)^3 L^{-1}$; получаем $\tau = \eta^2 v^{-1}$, совпадающее с полученной выше формулой для времени диссипации микромасштабных неоднородностей.

В инерционном интервале использовался внутренний масштаб турбулентности $l_0 = a_0 \eta$, где a_0 – постоянная. Для нее берется уточненное значение $a_0 = 7,4$ [14, 12]

интервал частот спектра турбулентного движения $\left(\omega_L = \frac{2\pi u}{L}, \omega_\eta = \frac{2\pi u}{\eta} \right)$, где u –

средняя скорость потока воздуха [15]. На данных высотах электронная концентрация является пассивной примесью и масштабы ее пульсаций определяются турбулентностью

атмосферы: можно использовать $l_0 \sim 9\eta_c$, где $\eta_c = (D^3 \varepsilon^{-1})^{1/2}$, а D – коэффициент

амбиполярной диффузии плазмы, который пропорционален v , и тогда $l_{0,\varepsilon} \approx 9\eta$ [13]

оказывается несколько большей нижней границы инерционного интервала $l_{0,\varepsilon} \approx 1,2 l_0$.

На более высоких уровнях плазменные неоднородности уже могут вызываться различного рода (градиентно-дрейфовой, двухпотоковой) неустойчивостями плазмы (со значением спектрального индекса $\xi \approx 0$). Последний вопрос здесь не рассматривается.

1.3. Рассчитанные по приведенным выше формулам значения характеристик турбулентности на уровнях области D высокоширотной ионосферы даны в таблицах 1 – 6 для трех случаев геомагнитной возмущенности: слабой, средней и высокой. Из таблиц видно, что во всех случаях рассмотренных условий масштабы неоднородности длины вязкой подобласти и инерционного интервала монотонно растут с высотой. Мелкомасштабные неоднородности: $\eta = 0,31 - 10,4$ м, $l_0 = 2,3 - 77$ м (случай 1); $\eta = 0,68 - 8,84$ м и $l_0 = 5 - 66$ м (случай 2); $\eta = 0,23 - 9,65$ м и $l_0 = 1,7 - 71,4$ м (случай 3). Что же касается параметров l_1 и l_1 - плавучести, там в вертикальных профилях имеются экстремумы. Случай 1 на высотах $h_{\min} = 67$ км, 75 км и 90 км имеется минимум $l_1^{\min} = 9,6$ м, 11,5 м и 6,5 м; $l_1^{\min} = 201$ м, 239,3 м и 135,85 м на высотах $h_{\max} = 60$ км, 70 км, 77 км и 85 км – соответственно максимум $l_1^{\max} = 23,7$ м, 14,3 м, 16,8 м и 284,5 м; $l_1^{\max} = 496$ м, 300 м, 351 м и 5972 м. Случай 2 $h_{\min} = 62$ км, 67 км и 75 км, $l_1^{\min} = 3,74$ м, 3,37 м и 3,90 м; $l_1^{\min} = 77,97$ м, 70,16 м и 81,82 м. Случай 3 $h_{\min} = 65$ км, 70 км, 80 км и 90 км,

$l_1^{\min} = 15,57$ м, $19,69$ м, $17,15$ м и $2,74$ м; $l_1^{\max} = 325,8$ м, $411,3$ м, $358,4$ м и $266,2$ м; $h_{\max} = 60$ км, 67 км, 72 км и 85 км - $l_1^{\max} = 688,4$ м, $506,1$ м, $533,5$ м и 1198 м; $l_1^{\max} = 32,87$ м, $24,23$ м, $25,53$ м и $57,43$ м. Следует отметить, что в случае 1 на высоте $h = 85$ км имеет место неустойчивость, обусловленная температурной стратификацией. Здесь $\omega_B^2 < 0$ [56]; в случае 2 $\omega_B^2 < 0$ на высоте $h = 61$ км; а в случае 3 $\omega_B^2 < 0$ на высоте 83 км; поэтому на этих высотах расчетные значения l_1 и l_1 получились сильно завышенными, и их значения не могут быть приняты за корректные.

Нетрудно видеть из расположения η , l_0 , l_1 , что в случаях 1 и 3 имеется мелкомасштабная турбулентность наряду с крупномасштабными вихрями, а последняя даже переходит в подобласть плавучести $\eta < l_0 < l_1$. Случай 2 по этому признаку не содержит инерционного интервала, там к вязкой подобласти примыкает подобласть плавучести. Следует также отметить, что в последнем случае наблюдаются очень низкие значения скорости энергии ϵ и коэффициента турбулентной вязкости ν_T [16]. Можно заключить, что энергия турбулентности затрачивается на преодоление сил плавучести полностью, поэтому ϵ оказывается очень малой, и не исключено, что стратификация способствует разрушению турбулентности; ν_T также очень мал. Полученный результат согласуется с предположением [56] о возможном отсутствии инерционного интервала. В случаях же 1 и 3 он присутствует, и в этих случаях ϵ и ν_T имеют довольно большие значения, на порядок и выше, чем в случае 2. Наблюдаемые значения η , l_0 , l_1 или l_1 также по порядку близки к расчетным; хотя наблюдения здесь не имеют систематического характера, приводится интервал размеров масштабов неоднородностей на отдельных высотах, относящихся к инерционному, и значение индекса спектрального распределения $\xi \sim -5/3$ [16]. Эти сведения весьма скудны, даже и в специальных монографиях и программах MAP. Диаграммные данные [17, 18] согласуются с нашими расчетами.

Параметр l_1 дает максимальный размер неоднородностей, обусловленный плавучестью и он ограничивает их диапазон, что хорошо видно из Таблиц 1–6 и формул.

Параметры ν_* , θ_* , ω_* , ν_1 , T_1 , $\omega_B = \omega_1$ имеют колебательный характер в высотном профиле с несколькими максимумами и минимумами и колеблются соответственно в диапазонах: случай 1: $\omega_* = 0,17 - 0,29$ рад/с, $\nu_* = 0,29 - 0,68$ м/с, $\theta_* = 4,46 - 12,65^\circ$, $T_1 = 0,04 - 0,10^\circ$, $\nu_1 = 0,55 - 1,28$ м/с; случай 2: $\omega_* = 0,02 - 0,24$ рад/с, $\nu_* = 0,13 - 0,87$ м/с, $\theta_* = 0,34 - 7,68^\circ$, $T_1 = 0,01 - 0,03^\circ$, $\nu_1 = 0,24 - 1,64$ м/с; случай 3: $\omega_* = 0,18 - 0,29$ рад/с, $\nu_* = 0,41 - 1,12$ м/с, $\theta_* = 7,45 - 20,9^\circ$, $T_1 = 0,04 - 0,16^\circ$, $\nu_1 = 0,77 - 2,11$ м/с;

Для плазменных неоднородностей электронной концентрации расчеты дают соответственно монотонный рост с высотой пропорционально η в интервале высот от 60 км до 90 км. Случай 1: $2,61 - 88,91$ м. Случай 2: $5,77 - 75,45$ м. Случай 3: $1,95 - 82,37$ м. Наибольшие значения η и l_0 , выпадающие на долю случая 2, в котором вся область инерционного интервала перекрывается подобластью плавучести l_1 , превосходят значения случаев 1 и 3 соответственно в 2 и 3 раза. По порядку величины они согласуются с данными [16, 19, 14, 18].

Для времен жизни $\tau_1 = \alpha^{3/2} \omega_B^{-1}$ неоднородностей наибольшего масштаба l_1 подобласти плавучести получаются для случаев 1 – 3 соответственно следующие значения: $79 - 135$ с; $90 - 158$ с; $77 - 124$ с. Для вязкой подобласти времена существования мелкомасштабных колмогоровских неоднородностей, соответственно по случаям 1 – 3 располагаются в интервале: $0,3 - 7,9$ с; $9,8 - 21,8$ с; $1,1 - 26,0$.

1.4. Следует особо подчеркнуть, что не все параметры измерялись в специальных экспериментах программы средней атмосферы (МАР), и приведенные здесь таблицы, естественно, дают качественное представление о параметрах турбулентности в высокоширотной ионосфере. Согласие соответствующих параметров с наблюдаемыми значениями дает основание считать, что представленная картина восполняет результаты экспериментальных исследований Energy Budget Campaign 1980, опубликованных в [4].

Анализ показывает, что имеет место сужение или расширение инерционной зоны с высотой с геомагнитной возмущенностью. Введенные частоты плаучести и потенциальной температуры для характеристики всех параметров, представленных Обуховым – Большджаном, облегчает запись и использование их как для расчета, так и для более глубокого анализа. Здесь ω_B выступает как выборочная частота для максимального размера неоднородностей плаучести, что предполагает возможность обратного определения ω_B из наблюдаемых значений l_1 .

Масштабы неоднородностей плаучести l и l_1 , в отличие от η и l_0 , не имеют тенденции к монотонному росту с высотой, они волнообразно меняются с высотой с несколько убывающей амплитудой (случай 1 и 3), и в случае 2 (если исключить высоты $h = 60$ км и 90 км, где $\omega_B^2 < 0$) имеется также волнообразное изменение с высотой с растущей амплитудой, а в интервале высот 62 – 75 км. Можно сказать, что масштабы неоднородностей меняются несущественно. Этот момент следует учесть во всех случаях геомагнитной возмущенности при сопоставлении их с наблюдаемыми значениями размеров плазменных неоднородностей. Например, на уровне $h = 90$ км, согласно данным [19] в случае 2 при $\xi = -5/3$ для электронной и ионной концентраций: $l_e \approx 50 - 7000$ м, $l_i \approx 10 - 7000$ м (переходя к η , ℓ_0 , ℓ_1 будем иметь соответственно $\eta \approx 5,6$ м, $\ell_0 = 3600$ м (по расчетам [1] $\ell_0 \approx 48,6$ м, $l_1 = 1863$ м ≈ 2 км, но [12] $\ell_0 \approx 65$ м, т.е. согласие между расчетными и наблюдаемыми размерами неоднородностей вполне удовлетворительное.

В случае 3, при спектральном индексе $\xi = -5/3$, $\ell \approx 5,3 - 100$ м ниже 90 км; согласно расчетам $h = 90$ км, $\eta = 9,6$ м, $\ell_0 = 71$ м. Как видим, указанные значения масштабов неоднородностей находятся в инерционном интервале и хорошо укладываются в колмогоровско-обуховский закон ($-5/3$) развитой турбулентности. В случае 1, согласно измерениям $\ell \sim 10 - 400$ м, и инерционная область должна сохраняться до $h = 105$ км. Сопоставляя расчетные значения ℓ , видим, что во всем инерционном интервале масштабы неоднородностей охватывают значения от $\eta = 10,4$ м до $\ell_1 \approx 136$ м; здесь также согласие с наблюдаемыми значениями вполне удовлетворительное: согласно наблюдениям [16] инерционная область ограничена слева вязкой подобластью, а справа подобластью плаучести.

Случай 2. Согласно наблюдениям [16] рост колмогоровского масштаба с высотой происходит примерно при постоянном значении переходного масштаба к подобласти плаучести. Теоретически это означает, что на некоторой высоте они могут сравняться и, таким образом, привести к исчезновению инерционной подобласти на больших высотах. По нашим расчетам хорошо видно, что переходный масштаб ℓ уже занимает фактически всю инерционную область, начиная с высоты $h = 62$ км до высоты $h = 72$ км, затем несколько отодвигается вправо при $h > 72$ км, $\ell_* < \ell_0^{M-A}$, но $\ell_* < \ell_0^K$, ℓ_0^{S-W} во всем интервале 60 – 90 км.

Как видим, случай 2 имеет необычное поведение. Эта необычность проявляется и в крупномасштабных циркуляционных движениях атмосферы: в частности, при малом значении v_T и больших средних скоростях ветра в турбообласти обнаруживается циклон-антициклонная пара вихрей – планетарная волна типа волн Россби [20].

Как уже отмечалось выше, на более высоких уровнях, $h \geq 105$ км, плазменные неоднородности уже оказываются связанными не с гидродинамическим фактором – развитой турбулентностью при больших числах Re , – а с плазменными неустойчивостями. В частности, наблюдение белого шума на высотах $h > 100$ км ($h \sim 105$ км) в случае 2 [16, 19] не должно привести, согласно нашим расчетам, к полному исчезновению инерционной подобласти, тут $\eta < \ell_0 < \ell_1$, $< \ell_1$ (Табл. 3 – 6), поэтому наблюдаемое значение спектрального индекса $\xi = 0$ авторы [16, 19] на наш взгляд справедливо ищут скорее не в механизме плазменной неустойчивости (двухпоточковая неустойчивость), а в возмущении, вносимом измерительной аппаратурой в изучаемую среду. Во всех случаях 1, 2 и 3 геомагнитных возмущений на уровнях $\omega_B^2 < 0$, связанных с гидродинамической неустойчивостью (большие значения ℓ_1 и ℓ_2), как известно, создаются условия, способствующие развитию турбулентности и восстановлению существовавшей ранее картины при устойчивой стратификации атмосферы.

II. Энергетический спектр турбулентности мезосферы и нижней термосферы

2.1. Как известно, формула Колмогорова-Обухова, описывающая инерционную подобласть энергетического спектра турбулентности, известная как закон $k^{-5/3}$, была обобщена Новиковым и имеет вид [25]:

$$E(k) = c_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} (k \ell_0)^{2\alpha - \frac{4}{3}} e^{-\alpha(k/\ell_0)^\alpha}, \quad (1.6)$$

где $E(k)$ – спектральная плотность кинетической энергии, ε – диссипация кинетической энергии, k – волновое число, $\ell_0 = \eta$ – масштаб Колмогорова, $c_1 \approx 1$; $0,5 < \alpha < 2$, $\alpha = 2\sqrt{\alpha^2 - \alpha} + 1$, $\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + (k/k_\alpha)^{-4/3} \right]^{1/2}$, k_α – волновое число Догерти. Она, наряду с инерционной подобластью описывает также и вязкую подобласть спектра турбулентности, т.е. весь интервал равновесия. Здесь α ; $\alpha = 2\sqrt{\alpha^2 - \alpha} + 1$ статистические параметры, связанные с полем деформаций. Если в качестве дополнительной гипотезы потребовать, чтобы формула (1.6) давала ту же зависимость $k^{-5/3}$, что и в [32], то согласно [25], $\alpha = 2/3$ и

$$E(k) = \frac{\varepsilon^{2/3}}{\Gamma(2/3)} k^{-5/3} e^{-\alpha(k/\ell_0)^\alpha}. \quad (1.7)$$

2.2. Можно записать интерполяционную формулу, охватывающую весь диапазон энергетического спектра от подобласти наиболее крупных вихрей до вязкой подобласти включительно:

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^\alpha (k/k_d)^{2\alpha - \frac{4}{3}}}{\left[1 + (k/k_e)^2 \right]^{7/6}} e^{\alpha \left[(k_e/k_e)^\alpha - (k/k_d)^\alpha \right]}, \quad (1.8)$$

где k , k_e и $k_d = \ell_0^{-1}$ – значения текущих, энергосодержащих вихрей и равновесного волновых чисел; t – время. Из (1.7) и (1.8) соответственно ($\alpha = 2/3$) будет иметь:

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^4}{\left[1 + (k/k_e)^2 \right]^{7/6}} e^{\alpha \left[(k_e/k_e)^\alpha - (k/k_d)^\alpha \right]}, \quad (1.9)$$

где $k_e \ll k_d$. При $k \rightarrow 0$ эта формула переходит в хорошо известную формулу для спектральной плотности энергии наиболее крупных вихрей турбулентности $E(k, t) = 2^{-17/6} \Gamma k^4$, где Γ – интеграл Лойцянского. Таким образом, (1.8) и (1.9) справедливы в

интервале волновых чисел $0 < k < \infty$; спектр Колмогорова справедлив в интервале $k_e \ll k \ll k_d$; спектр Новикова – в интервале $k_e \ll k < \infty$.

2.3. Сначала на основе (1.9) будет проведено исследование экстремума функции спектральной плотности энергии вблизи k_e – области энергосодержащих вихрей, т.е. будем искать $k_{e,m}$, при котором $E(k, t)$ имеет максимум для различных вариантов, предлагаемых различными авторами. Далее будет истраваться экстремум функции $k^2 E(k, t)$ вблизи границы k_d между инерционной и вязкой подобластями. Здесь будут использованы известные результаты теории и эксперимента [21 – 26, 29, 30, 6, 36]. Вблизи основного максимума k_e формула (1.9) сильно упрощается, ввиду условия: $k_e \ll k_d$. Для исследования расположения $k_{e,m}$ относительно общепринятого k_e (где находится максимум $E(k, t)$ рассмотрим (1.9) в общем виде:

$$\frac{E(k, t)}{E(k_e, t)^b} = \frac{(k/k_e)^a}{[1 + (k/k_e)^c]^b}, \quad (1.10)$$

Из условий $E' = 0$, $E' < 0$ легко видеть, что зависимость между $k_{e,m}$ и k_e такова:

$$\frac{k_{e,m}}{k_e} = \sqrt[b]{\frac{a}{bc - a}}. \text{ При } 2a = bc, \quad k_{e,m} = k_e - \text{случай симметричной кривой. В Табл. 1}$$

приведены различные варианты, встречающиеся в работах [26, 31], и другие.

Таблица 1

N	a	b	c	$k_{e,m}/k_e$	$E(k_{e,m}, t)/E(k_e, t)$	k_∞
1	4	17/6	2	$\sqrt{12/5} = 1,55, \quad 2a > bc$	1,29	$k^{-5/3}$
2	4	3	2	$\sqrt{2} = 1,44, \quad 2a > bc$	1,19	k^{-2}
3	4	4	2	1,00, $2a = bc$	1,00	k^{-4}
4	4	11/2	2	$\sqrt{4/7} = 0,76, \quad 2a < bc$	1,08	k^{-7}
5	1	1	2	1,00, $2a = bc$	1,00	k^{-1}
6	1	4/3	2	$\sqrt{3/5} = 0,77, \quad 2a < bc$	1,61	$k^{-5/3}$
7	1	2	2	$\sqrt{1/3} = 0,57, \quad 2a < bc$	1,30	k^{-2}

Первый случай соответствует кармановской формуле, объединяющей закон k^4 – наиболее крупных вихрей (левая ветвь) – с законом инерционной подобласти $k^{-5/3}$. Как видно, здесь максимум $E(k, t)$ смещён вправо от k_e и соответствует $k_{e,m} = 1,55 k_e$. Кривая спектра $E(k, t)$ асимметрична, энергия на 30% превосходит в максимуме значение $E(k_e, t)$.

Во всех работах, аналитических и эмпирических, $c = 2$. Мы исходили из этого, строя функции типа (1.10), объединяя вокруг подобласти энергосодержащих вихрей слева и справа соответственно переходные (промежуточные) подобласти (NN 5–7), где согласно [26, 31] имеет место (например, слева) закон k^1 [31] и k^{-1} [37]. Как показывает анализ, первые 4 случая отвечают попыткам связать подобласть с знаком k^4 слева с вязкой

подобластью таким образом, чтобы максимум $E(k, t)$ оказался слева и справа от k_c и совпадал с ним ($k_{c,m} = k_c$). Случай № 4 отражает попытку описать интервал $k^4 - k^{-7}$ (гейзенберговская вязкая подобласть). В последних двух столбцах указаны связуемые подобласти энергетического спектра. Таким образом, результаты Табл. 7 могут быть соотнесены, соответственно, N 1 и N 6 - к [21, 30, 39, 1], N 2 и N 7 - к [40], N 3 - к [14, 24], N 4 - к [21], N 5 - к [26, 31, 37]. Значения $k^{-(5+6)}$ даются в [39, 25] $\sim k^{-17/3}$ $k^{-6,38}$ в [14].

2.4. Исследуем более подробно равновесный интервал вблизи k_d -границы между инерционной и вязкой подобластями. Составим безразмерные соотношения β для нормированной спектральной плотности энергии, дающие лишь зависимость от k/k_d .

В случае [25] имеем в общем виде:

$$\beta_n = \frac{E(k, t)}{c_1 \varepsilon^{2/3} k_d^{-5/3}} = k^{2\alpha-3} e^{-\alpha k^3}; \quad (1.11)$$

в случае [21] имеем:

$$\beta_n = \frac{E(k, t)}{\left(\frac{8}{9}\right)^{2/3} (\varepsilon v^3)^{1/4} k_d^{-5/3}} = \frac{\alpha^{-2/3} k^{-5/3}}{\left(1 + \frac{8}{3\alpha^2} k^4\right)^{4/3}}; \quad (1.12)$$

в случае [24]:

$$\beta_{GSM} = \frac{E(k, t)}{\frac{3\varepsilon^{2/3}}{20-5/3} k_d^{-5/3}} = \alpha^{4/3} k^{-5/3} e^{-\sqrt{\alpha} k}. \quad (1.13)$$

Здесь в правых частях, как отмечалось выше, под k следует понимать k/k_d . По формулам (1.11) - (1.13) проводятся расчеты зависимости $\beta(k)$, где ε и α будут играть роль параметров.

Далее, для указанных случаев энергетического спектра исследуется поведение $k^2 E(k, t)$ вблизи k_d , находятся максимумы этой функции и соответствующие значения $k_{d,m}$. Составим соотношение γ указанного произведения в точках $k_{d,m}$ к значению в точке k_d . Для случая [25] имеем:

$$\gamma_n = \frac{k_{d,m}^2 E(k_{d,m}, t)}{k_d^2 E(k_d, t)} = \left(\frac{2\alpha - 1}{2\alpha}\right)^{2\alpha-1} e^{\alpha \left[1 - \left(\frac{2\alpha-1}{2\alpha}\right)^3\right]}; \quad (1.14)$$

в случае [21] имеем:

$$\gamma_n = \frac{15^{3/4} (1 + \alpha_0)^{4/3}}{16^{4/3} \alpha_0^{1/2}}, \quad \alpha_0 = \frac{8}{3\alpha^2}, \quad \frac{15^{3/4}}{16^{4/3}} \approx 0,19; \quad (1.15)$$

в случае [24]:

$$\gamma_{GSM} = \left(\frac{4}{9\alpha}\right)^{1/3} e^{-\frac{2}{3} + \alpha}. \quad (1.16)$$

По формулам (1.14) - (1.16) проводятся численные расчеты зависимости γ и $\delta = k_{d,m}/k_d$ от α и ε (Рис. 2). Согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований брались значения параметров ε и α соответственно (см. Рис. 1 и 2).

На Рис. 1 при построении новиковских кривых β_n для ε брались значения для всего интервала (0,5; 2) - пунктирные линии. Прежде всего обратим внимание на

зависимость (1.7), когда $\alpha = 2/3$, в случае [25] – кривую β_N ($\alpha = 2/3$) и на кривую β_H ($\alpha = 0,8$), случай [21]. Они оказываются очень близки друг к другу в инерционном интервале, $k/k_d < 1$. Можно было бы ограничиться в случае [25] лишь этим значением $\alpha = 2/3$. Однако, формула (1.6) заманчива для исследования зависимости β_N от других значений α . Из Рис. 1 видно, что при $\alpha = 1,5$ β равная 1, имеет максимум на оси ординат. При $\alpha < 1,5$ максимум исчезает, кривые отходят от оси ординат вправо в область больших значений k , близких к k_d , приближаясь к зависимости (1.7), описывающей равновесный интервал. Отметим, что при значении $\beta = 0,47$ и $\delta = k/k_d = 0,85$, т.е. до достижения значения k_d гейзенберговская кривая, пересекаясь с новиковской, имеет более ускоренный спад, чем новиковская кривая (уточненная для инерционного интервала колмогоровская зависимость $E(k, t) \sim k^{-5/3} (k/k_d)^{-0,055}$ здесь не приводится). Для сравнения с теорией проведены кривые (фактически гейзенберговские) для различных значений параметра α , найденного экспериментально Ли, Райтом, Праудменом и др. [26, 22 – 24]. Анализ показывает, что в инерционном интервале уточненные колмогоровская, гейзенберговская и новиковская кривые довольно близки друг к другу. Запись (1.11) – (1.13) позволила нагляднее представить зависимость от k и параметров α , α нормированной функции спектральной плотности энергии турбулентности.

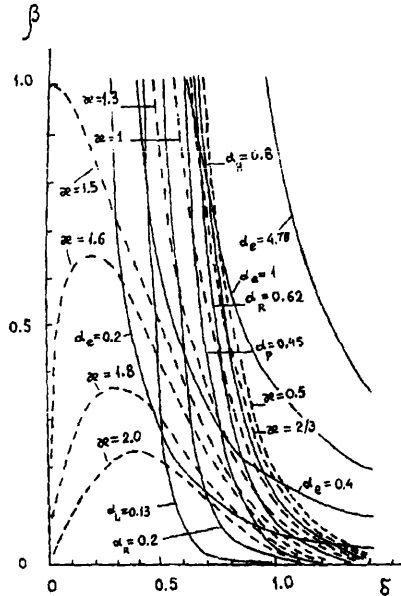


Рис. 1

При значениях $\alpha > 1,5$ наблюдается опускание, обособление и сдвиг вправо от оси ординат максимума энергетического спектра, сходного с известной энергетической диаграммой, охватывающей весь диапазон спектра турбулентности. [26], с рассмотрения которого начата настоящая глава. Значению $\alpha = 2$ соответствует закон $E(k, t) \sim k^1$, что отвечает промежуточной подобласти, примыкающий слева к максимуму

энергосодержащих вихрей. Этот вопрос требует отдельного осторожного и тщательного анализа; развитие теории [25] представляется перспективным [28]. Эмпирическая формула [24], качественно сходная с формулой Новикова [25], дает для значений $\alpha_\epsilon = 0,4, 1$ и $4,78$ более медленный спад кривых, чем кривые α_n и α_N в инерционной и вязкой (особенно) подобластях. Согласно Рис. 1 для α_ϵ наиболее приемлемы значения, лежащие между $0,4$ и 1 .

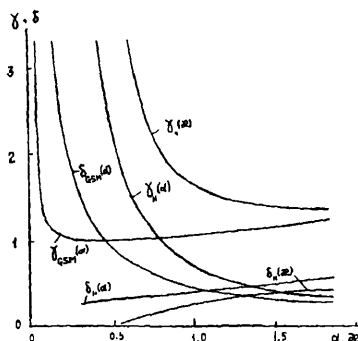


Рис. 2

2.5. На Рис. 2 даны, согласно формулам (1.14) – (1.16), зависимости γ и δ от α и α_ϵ . Хорошо видно, что гейзенберговская кривая $\gamma_n(\alpha)$ занимает промежуточное положение между новиковской $\gamma_N(\alpha)$ и эмпирической $\gamma_{GSM}(\alpha)$ [24] в пределах значений α и α_ϵ от 0 до 0,7. Далее, при α и $\alpha_\epsilon > 0,7$, эмпирическая кривая γ_{GSM} приближается асимптотически к новиковской γ_N теоретической кривой. Гейзенберговская кривая γ_n , при $\alpha > 0,7$, пересекая эмпирическую кривую γ_{GSM} , резко спадает книзу, удаляясь от обеих кривых, γ_{GSM} и γ_N . Здесь явно проявляются отмеченные в [35, 26] отклонения гейзенберговского k^{-7} закона в вязкой подобласти от истинной картины.

На Рис. 2 нанесены также кривые зависимости $k_{d,m}/k_d = \delta$ соответственно от α и α_ϵ для тех же трех случаев. Как видно из Рис. 2, поведение гейзенберговской $\delta_n(\alpha)$ и новиковской δ кривых оказывается одинаковым. Лишь спад новиковской кривой, пересекающей ось абсцисс при $\alpha_\epsilon = 0,5$, с уменьшением α_ϵ происходит быстрее, чем гейзенберговской кривой, не пересекающей, однако, оси α . Эмпирическая кривая $\delta_{GSM}(\alpha)$ отлична от теоретических кривых γ_n и γ_N . Видно, что совпадение $\delta_{GSM}(\alpha)$ с $\delta_n(\alpha)$ происходит при $\alpha \approx 1,1$, а с $\delta_N(\alpha)$ при $\alpha \approx 1,3$.

Для описания инерционной подобласти по Гейзенбергу, естественно, следует с кривых Рис.1 и 2 брать значения $\alpha = 0,8$, для равновесного интервала по Новикову – брать $\alpha_\epsilon = 2/3$. Из Рис. 2 четко видно, что в случае гейзенберговской и новиковской кривых δ не превышает значения 0,5. Гейзенберговская кривая во всем рассматриваемом интервале лежит ниже значения 0,6, а новиковская – ниже 0,4. В третьем случае, эмпирическая кривая расположена выше уровня 1 во всем интервале значений α , т.е. максимум функции γ оказывается смещенным в вязкую область, что противоречит теоретическим результатам.

Согласно Таунсенду [29, 40] максимум вязкой диссипации достигается при $\delta \approx 0,2$, чему на гейзенберговской кривой δ_N соответствует значение $\alpha = 0,34$ (По Гейзенбергу при $\alpha = 0,8$ получаем $\delta = 0,38$). Согласно же новиковской кривой таунсендовскому значению $\delta = 0,2$ отвечает $\alpha = 0,68$ (по Новикову следует брать $\alpha = 2/3$), получаем $\delta = 0,2$, т.е. весьма хорошее с законом $k^{-5/3}$ инерционной подобласти согласие результатов [21, 25, 29, 40]. Таунсендовскому значению $\delta = 0,2$ на эмпирической кривой δ_{GSM} соответствует значение $\alpha = 4.78$ [23] (в рамках Рис. 2 пределы $\delta = 0.26 - 3.32$, а $\alpha = 1.7 - 0.28$, соответственно).

Таким образом, имеем, что $\gamma_N > \gamma_H > \gamma_{GSM}$ и $\delta_N < \delta_H < \delta_{GSM}$ – распределение участков наибольшей потери турбулентными вихрями кинетической энергии: по Новикову максимум потери энергии расположен ближе остальных к вязкой подобласти, затем левее от него отстоит гейзенберговский максимум, и еще левее (т.е. еще дальше от вязкой подобласти) – эмпирический максимум GSM.

Полученные кривые, содержащие теоретические и эмпирические точки, оказываются удобными для сопоставления с результатами теории и эксперимента.

2.6. В предложенной модели турбулентной мезосферы для шкалы волновых чисел энергетической диаграммы окончательно будем иметь:

$$k_L \leq k_e < k_i < k_B < k_* < k_i < k_d < k_v,$$

где k_L – волновое число Лойцянского, k_e – волновое число энергосодержащих вихрей, k_i и k_* – волновые числа, соответствующие границам подобласти плавучести, $k_B = k_D$ – волновое число Догерти подобласти плавучести, занимающей часть инерционной подобласти, k_i – волновое число чисто инерционной подобласти, k_d – волновое число начала переходного слоя от инерционной подобласти вязкой подобласти, k_d – волновое число начала вязкой подобласти, k_v – волновое число вязкой подобласти.

III. Инерционные интервалы и подобласти обычной и магнитной плавучести

3.1. Для турбулентной электропроводящей атмосферы (ионосферы) соответственно имеем, внося обозначения для масштабных величин возмущенной плазменной среды: l_A – длины, v_A – скорости, $\gamma_A = 1/l_A$ – коэффициента затухания, ϵ – скорости диссипации энергии, ω_A – частоты, τ_A – времени, ν_A – коэффициента турбулентной вязкости, a_A – коэффициента турбулентного переноса тепла:

$$l_A = \frac{v + v_m}{c_A}, \quad v_A = (\epsilon l_A c_A)^{1/4}, \quad \gamma_A = \frac{v + v_m}{c_A l_A^2}, \quad \epsilon = \frac{v_A^4}{c_A l_A};$$

$$\omega_A = \frac{c_A (\epsilon l_A c_A)^{1/4}}{v + v_m}, \quad \tau_A = \omega_A^{-1}, \quad \nu_A \approx a_A = \epsilon \omega_A^{-2}, \quad (3.1)$$

где v и v_m – соответственно обычная и магнитная вязкости, c_A – скорость Альфвена, индекс А вводится для отличия параметров плазменной среды от нейтральной атмосферы.

3.2. Составляя безразмерные соотношения из данных масштабных величин для чисел Рейнольдса, Ричардсона, Прандтля и Пекле получаем универсальные значения: $Re^* = Ri_m^* = Pr^* = Pe^* = 1$. Это согласуется с принимаемым в теории для числа Прандтля

значением 1, а для критического значения числа Ричардсона берётся принимаемое самим Ричардсоном значение $Ri_{кр} = 1$, вместо уточненного Тейлором значения $Ri_{кр} = 1/4$.

3.3. Используя вышприведённые формулы и результаты [3], для спектральных функций кинетической энергии, полей давления и тепла:

$$E_A(k) = v^2 k^{-1} f(k), \quad E_{pA}(k) = \rho^2 v^4 k^{-1} \phi(k), \quad E_{\theta A} = N v^{-1} k^{-2} \phi(k), \quad (3.2)$$

после соответствующих преобразований получаем для нейтральной атмосферы выражения

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad E_p(k) = \alpha_p \rho^2 \varepsilon^{4/3} k^{-7/3}, \quad E_\theta(k) = \alpha_\theta N \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (3.3)$$

а для электропроводящей атмосферы выражения

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k^{-3/2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} \rho^2 \varepsilon c_A k^{-2}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N \varepsilon^{-1} c_A^{-1} k^{-1}; \quad (3.4)$$

где α_A , α_{pA} and $\alpha_{\theta A}$ - постоянные, близкие к 1. В подобласти плавучести, как известно, скорость диссипации кинетической энергии имеет вид $\varepsilon(k) = \varepsilon_0 \left[1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/2}$, где $k_B = \omega_B^{3/2} \varepsilon_0^{-1/2}$ - назовём числом Догерти, впервые им введённым. Тогда последние выражения для трёх инерционных интервалов, частично заполненных подобластью плавучести, примут вид:

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon_0^{1/2} \left[1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/4} c_A^{1/2} k^{-3/2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} \rho^2 \varepsilon_0 \left[1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/2} c_A k^{-2}, \\ E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N \varepsilon_0^{-1} \left[1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/2} c_A^{-1} k^{-1}. \quad (3.5)$$

Очевидно, что при $k \rightarrow \infty$ выражения (3.5) переходят в (3.4), а при $k \rightarrow 0$ получаем следующие выражения:

$$E_A(k) = \alpha_A c_A^{1/2} \omega_B^{3/2} k^{-5/2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} c_A \omega_B^3 k^{-4}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N c_A^{-1} \omega_B^{-3} k. \quad (3.6)$$

При отсутствии магнитного поля, или в случае нейтральной атмосферы, при $k \rightarrow 0$, из (3.3) с учётом выражения для $\varepsilon(k)$ имеем:

$$E_A(k) = \alpha \omega_B^2 k^{-3}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_p \rho^2 \omega_B^2 k^{-5}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_\theta N \omega_B^{-1} k^{-1}. \quad (3.7)$$

3.4. Составляя отношения: $\zeta_0 = E(k)/E_A(k)$ для чистого влияния обычной плавучести при отсутствии магнитного поля ($B = 0$), используя (3.3) и (3.7); $\zeta = E(k)/E_A(k)$ - для чистого влияния магнитного поля ($B \neq 0$), используя (3.3) - (3.5); $\zeta_* = E_A/E_{*A}$ - для полного влияния обычной плавучести и магнитного поля ($B \neq 0$), используя (3.6) и (3.7), имеем соответственно:

$$\zeta_{0k} \sim k^{4/3}, \quad \zeta_{0p} \sim k^{8/3}, \quad \zeta_{0\theta} \sim k^{-2/3}; \quad \zeta_k \sim k^{-1/6}, \quad \zeta_p \sim k^{-1/3}, \quad \zeta_\theta \sim k^{-2/3}; \quad (3.8), (3.9)$$

$$\zeta_{*k} \sim k^{-1/2}, \quad \zeta_{*p} \sim k^{-1}, \quad \zeta_{*\theta} \sim k^{-2}. \quad (3.10)$$

3.5. Рассмотрим случай, когда турбулентная плазменная среда находится в поле альфвеновских волн с частотой $\omega_A = c_A k$ и волн плавучести с частотой Брэнта-Вяйсяля ω_B . Тогда для инерционных интервалов вместо (3.6) будем иметь формулы:

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon^{1/2} \omega_A^{1/2} k^{-2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} \rho^2 \varepsilon \omega_A k^{-3}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N \varepsilon^{-1} \omega_A^{-1}. \quad (3.11)$$

Составляя отношения $\zeta_0 = E(k)/E_A(k)$, используя (3.3) и (3.11), и $\zeta = E(k)/E_A(k)$ - из (3.8) и (3.11), сохраняя только зависимость от k , соответственно получим:

$$\xi_{0k} \sim k^{1/3}, \xi_{0p} \sim k^{2/3}, \xi_{0e} \sim k^{-5/3}; \quad \xi_k \sim k^{-1}, \xi_p \sim k^{-2}, \xi_e \sim k^{-1}. \quad (3.12), (3.13)$$

Согласно (3.8) – (3.10) влияние магнитного поля качественно подобно влиянию архимедовой плавучести на турбулентность. Этот эффект сильнее выражен в случае архимедовой плавучести в присутствии магнитного поля, чем чистое влияние магнитного поля в отсутствие архимедовой плавучести. Кроме того, по отношению к флуктуациям кинетической энергии зависимость от k в поле флуктуаций давления возрастает квадратично, а флуктуации в поле тепла в свою очередь дополнительно возрастают квадратично быстрее, чем в первом случае. В случае действия чистой плавучести “квадратичный закон”, но с противоположным знаком, выполняется в первом и втором интервалах; в третьем интервале эффект плавучести аналогичен чистому эффекту магнитного поля. В (3.12) и (3.13) “квадратичный закон” возрастания зависимости от k между спектральными функциями полей кинетической энергии и давления остаётся в силе, но он нарушается в поле тепла, как в (3.8), однако слабее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988, 414 с.
2. Калгин Ю.А., Данилов А.Д. Вклад мелкомасштабной турбулентности в энергетический баланс мезосферы и нижней термосферы. Геомагнетизм и аэронавигация. 1995, т. 35, № 5, с. 83.
3. Данилов А.Д., Калгин Ю.А. Сезонно-широтные вариации коэффициента турбулентной диффузии в нижней термосфере и мезосфере. Геомагнетизм и аэронавигация. 1992, т. 32, № 4, с. 69.
4. The Energy Budget Campaign 1980 J. Atmos. Terr. Phys., 1985, v. 47, № 1–3.
5. Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. 1983, v. 9
6. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967, 548 с.
7. Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн (под редакцией Яглома А.М. и Татарского В.И.). М.: Наука, 1967.
8. Тептин Г.М. К вопросу об оценке параметров турбулентности в интервале высот 10–100 км. В кн.: Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. М.: МО Гидрометеиздат, 1985, с. 79.
9. Weinstock J. On the theory of turbulence in the buoyancy subrange of stable stratified flows. J. Atmos. Sci. 1978, v. 35, pp. 634–649.
10. Middle Atmosphere (Ed. Plumb R.A., Vincent R.A.). Basel–Boston–Berlin: Birkhauser Verlag, 1989, 618 p.
11. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. ч. 2.: Наука, 1967, 720 с.
12. Hill R.J., Clifford S.F. J. Opt. Sci. 1978, v. 62, p. 892.
13. Тептин Г.М., Стенин Ю.М. О спектре неоднородностей электронной концентрации в нижней ионосфере. ДАН СССР, 1977, т. 233, № 1, с. 85.
14. Sinha H.S. Plasma density irregularities in the equatorial D-region produced by neutral turbulence. J. Atmos. Terr. Phys., 1992, v. 54, № 1, p. 49.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986, 736 с.
16. Gveslesiani A. Characteristics of turbulence region of the mesosphere and lower thermosphere. J. Geogr. Geophys. Soc., 1997, v. 2B.
17. Ebel A. Eddy diffusion models for the mesosphere and lower thermosphere. J. Atmos. Terr. Phys., 1980, v. 42, № 7, p. 617.

18. Hocking W.K. The relation between strength of turbulence and backscattered radar power at Fand VHF. Handbook for MAP. 1983, v. 9., p. 289.
19. Gvelesiani A., Eliava A., Kurtshalia E. Analytical study of planetary waves in the anisotropic ionosphere. J. Georg. Geophys. Soc., 1996, v. 1, v. 1B. pp. 103 – 111..
20. Gvelesiani A. On the calculation of the upper atmosphere turbulent region wave field. J. Georgian Geophys. Soc., 1998, v. 3B, pp. 93 – 101.
21. Heisenberg W.Z. On the theory of statistical and isotropoc turbulence. Proc. Roy. Soc. 1948, A195, № 1042, p.402 ; Z. Physik, 1948, v. 124, p. 628.
22. Reid W.H. Quart, Appl. Math., 1956, v. 14, p. 201.
23. Proudman I. A comparison of Heisenberg's spectrum of turbulence with experiment. Proc. Camb. Phil. Soc., 1951, v. 47, p.158.
24. Grant H.L., Stewart R.W., Moilliet A. Turbulence spectra from a tidal channel. J. Fluid Mech., 1962, v. 12, N 2, p. 241.
25. Новиков Е.А. О спектре энергии турбулентного потока несжимаемой жидкости. ДАН СССР. 1961, т. 139, №2, с. 331.
26. Хинце И.О. Турбулентность, её механизм и теория. М.: ФМ, 1963, 680с.
27. Голицын. Г.С. О структуре турбулентности в области малых масштабов. ИПМ, 1960, 24 вып.6, с. 1124.
28. Моффет Г. Некоторые направления развития теории турбулентности. М., Мир, 1984, с. 49-76.
29. Townsend A.A. On the fine-scale structure of turbulence, Proc. Roy.Soc. London. 1952, v. 208A, p. 534.
30. von Karman Th. Progress in the statistical theory of turbulence. Proc. Natl. Acad. Sci. Wash. U.S., 1948, v. 34, p. 530.
31. Handbook of Turbulence, (Eds. W. Frost and T.H. Moulden) v. 1 Fundamentals and Application. Plenum Press. New York and London. 1977 (Турбулентность, принципы и применения. (под ред. У. Фроста, Т. Моулдена), М.: Мир, 1980.
32. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН СССР, 1941, т. 30, с.299 -303,
33. Колмогоров А.Н. О дроблении капель в турбулентном потоке. ДАН СССР, 1949, т. 66, с. 825 –828.
34. Kolmogorov A.N. A refinement of previous hypothesis concerning the local structure of turbulense in visicous incompressible fluid at high Reynolds number. – J. Fluid Mech., 1962, v. 13, p. 82.
35. Batchelor G.K. The theory of homogeneous turbulence. Cambridge. 1953. (Дж.К. Бэтчелор. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1956, 198с.
36. Хант Д.Н. Динамика несжимаемой жидкости. М.: Мир, 1967, 184с.
37. Phillips O.M. On the Bolgiano and Lumley-Shur theories of the buoyancy subrange. Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation. Proc. Int Coll., Moscow, June 15-22, 1965, pp. 121 – 129.
38. Kovasznay L.S.G. Spectrum of locally isotropoc turbulence. J. Aeronaut. Soc., 1948, v.15, pp.745 – 753.
39. Batchelor G.K. Howells I.D. Townsend A.A. J. Fluid Mech., 1959, v. 5, p. 134.
40. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: ИЛ., 1959, 400 с.
41. Dougherty T.R. The anisotropy of turbulence at the meteor level. T. Atmos. Terr. Physics., 1961, v. 21, pp. 210 – 213.
42. А. И. Гвелесиани, А. Т. Элиава. О подобласти плавучести турбулентной мезосферы.

43. A. Gvelesiani. The energy spectral density of the turbulent mesosphere and lower thermosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v. 6B, pp. 68 – 75.
44. A. Gvelesiani. The generalized semiempirical model of the turbulent mesosphere and lower thermosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v. 6B, pp. 76 – 83.
45. A. Gvelesiani. The semiempirical model of the turbulent plasma medium. J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8B, pp. 136 - 139.
46. A. Gvelesiani, N. Kavtaria. To the classic theory of the turbulence buoyancy subrange. J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8A, pp. 120 - 124.

ტურბულენტური გამტარი ატმოსფეროს ტივტივის არის კლასიკური თეორია

ა. გველესიანი

რეზიუმე

კინეტიკური ენერჯის, წნევის და ტემპერატურის ფლუქტუირებადი ველებისათვის შემოთავაზებულია ტურბულენტური ნეიტრალური და გამტარი ატმოსფეროს განზოგადებული ნახევრადემპირიული თეორია. ტურბულენტური არე განიხილება როგორც ტივტივის და ალფვეინის ტალღების ანსამბლი. ინერციული ინტერვალებისათვის მიღებული გამოსახულებები საშუალებას იძლევა ატმოსფეროში სხვადასხვა დამყარებული რეჟიმისათვის დადგინდეს ჩვეულებრივი და მაგნიტური ტივტივის ქვეარეების მიერ სათანადო ინერციული ინტერვალების გადაფარვის ხარისხი.

A classical theory of the turbulent conductive atmosphere buoyancy subrange

A. Gvelesiani

Abstract

It is suggested generalized classic semi-empirical theory of turbulent neutral and electro-conductive atmosphere, which is considered as ensemble of the waves of usual and magnetic buoyancy. Obtained expressions for spectral functions of the energetic, pressure, and temperature fluctuated fields' inertial intervals (including all known subranges of turbulence), allow us to tell about a capture of the inertial subrange by the usual and magnetic buoyancy subranges, partly or completely.