

О ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕПЛОБМЕНЕ В ПОЛЕ АРХИМЕДОВЫХ СИЛ

А. С. МОНИН

(Москва)

Анализируется зависимость пульсаций температуры и турбулентного потока тепла от характера стратификации газа, находящегося в поле архимедовых сил. Устанавливается, что при отсутствии потока тепла нет и пульсаций температуры, и поэтому безразличная стратификация оказывается адиабатической. Приводятся соответствующие экспериментальные данные.

1. Об устойчивости стратифицированного газа. Рассмотрим газ, находящийся в однородном поле тяжести с ускорением силы тяжести g , направленным по отрицательной оси z . Пусть газ находится в механическом равновесии (т. е. макроскопическое движение в нем отсутствует), но он стратифицирован так, что энтропия s в нем меняется с высотой. Известно ([1], ч. I, § 4), что такое равновесие будет устойчивым (т. е. не будет возникать конвекция), если $\partial s / \partial z > 0$, и неустойчивым, если $\partial s / \partial z < 0$. Для идеального газа (каким во многих задачах можно считать атмосферный воздух) вместо энтропии удобно рассматривать так называемую потенциальную температуру $\theta = \exp(s / c_p)$ (здесь c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении) и записывать критерий устойчивости в виде $\partial \theta / \partial z > 0$; он может быть приведен также к виду $(-\partial T / \partial z) < \gamma_a$, где $\gamma_a = g / c_p \approx 10$ град/км — так называемый адиабатический градиент температуры.

Если в газе имеется не только температурная стратификация $\theta(z)$, но и профиль скорости $u(z)$, то возникает вопрос уже не об устойчивости равновесия, а об устойчивости движения (т. е. возможности развития турбулентности). Л. Ричардсон еще в 1920 г. показал, что вопрос об устойчивости движения определяется значением числа

$$R_i = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^{-2} \quad (1.1)$$

представляющего собой отношение скорости продукции турбулентной энергии за счет гидродинамической неустойчивости течения с профилем скорости $u(z)$ к скорости трансформации потенциальной энергии стратификации в кинетическую энергию турбулентности (или, наоборот, энергии турбулентности в потенциальную энергию) благодаря работе архимедовых сил. Будем пренебрегать вертикальной диффузией турбулентной энергии; для вертикальных турбулентных потоков импульса τ и тепла q воспользуемся полуэмпирическими формулами

$$\tau = \rho k \frac{\partial u}{\partial z}, \quad q = -c_p \rho k_\tau \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (1.2)$$

Здесь ρ — плотность, k и k_τ — коэффициенты турбулентной вязкости и температуропроводности. Можно показать (см., например, п. 6.5 книги [2]), что незатухающая турбулентность возможна лишь при значениях $\alpha R_i = R_f < R_{f*}$ (критерий Ричардсона), где $\alpha = k_\tau / k$ — отношение коэффициентов турбулентного обмена для тепла и для количества движения ($1/\alpha = k/k_\tau$ — число Прандтля для турбулентности), а $R_f = \alpha R_i$ — так называемое динамическое число Ричардсона.

Таким образом, при наличии профиля скорости $u(z)$ градиент потенциальной температуры $\partial\theta/\partial z$ уже не будет исчерпывающей характеристикой устойчивости и должен быть дополнен значением числа Ричардсона R_i . Так, например, небольшие отрицательные значения $\partial\theta/\partial z$ могут соответствовать как почти безразличной стратификации (если $||R_i||$ мало), так и сильной неустойчивости (если $|R_i|$ велико). Последний случай часто наблюдается в реальной атмосфере при термической конвекции: в верхней части конвективного слоя воздуха вследствие сильного перемешивания профили потенциальной температуры и скорости ветра выравниваются, $\partial\theta/\partial z$ оказывается близким к нулю, но R_i — большим отрицательным.

Уникальные данные о структуре конвективных слоев в атмосфере собраны в интересной книге Н. И. Вульфсона [3] (отметим как курьез, что в статье М. И. Юдина [4] эти данные интерпретируются как относящиеся к безразличной стратификации, хотя их соответствие случаям конвекции указано даже в заголовке книги [3]).

2. О пульсациях температуры при безразличной стратификации. Если слой газа, в котором потенциальная температура меняется с высотой, подвергнуть вертикальному перемешиванию (например, при помощи турбулентности динамического происхождения), то это немедленно приведет к появлению в нем пульсаций температуры с величиной порядка $\sigma_T = l|\partial\theta/\partial z|$, где l — масштаб вертикального перемешивания (для турбулентности — «путь перемешивания» в смысле Л. Прандтля). Но если слой газа стратифицирован безразлично, т. е. $\theta(z) = \text{const}$, то за счет перемешивания пульсации температуры в нем возникать не смогут.

Генерацию пульсаций температуры при безразличной стратификации можно представить себе как эффект горизонтальной термической неоднородности, лучистых притоков тепла и нестационарности (обычно связанной с названными двумя факторами). Целесообразно разобраться прежде всего в простейшей ситуации, в которой эти нарушения однородности отсутствуют, т. е. выполняются условия S статистической стационарности, горизонтальной однородности и отсутствия лучистых притоков тепла. К этим условиям S и будут относиться все последующие рассуждения.

При этих условиях пульсации температуры внутри безразлично стратифицированного слоя возникать не могут; они могли бы лишь попадать в такой слой извне, например, в приземный слой воздуха — от термических неоднородностей, случайно распределенных по подстилающей поверхности. Но такие термические неоднородности обычно меняют знаки в течение суток (днем темные пятна теплее светлых, а ночью — наоборот), и можно думать, что безразличная стратификация как раз и соответствует периодам их выравнивания.

Следует ожидать, что в условиях S при безразличной стратификации сколько-нибудь интенсивных пульсаций температуры не будет.

Это позволяет сформулировать следующее предсказание о зависимости интенсивности пульсаций температуры σ_T от характера термической стратификации газа: при $R_i \approx 0$ значения σ_T должны быть очень малы, а при отклонениях R_i от нуля как в отрицательную сторону (рост неустойчивости), так и в положительную сторону (увеличение устойчивости) значения σ_T должны возрастать. Последнее, т. е. рост пульсаций температуры с увеличением устойчивости, подавляющей турбулентность (гасящей пульсации скорости), на первый взгляд, представляется даже парадоксальным. Однако эти предсказания хорошо подтверждаются результатами измерений.

Назовем прежде всего измерения Л. Р. Цванга [5] в приземном слое, подтверждающие наличие подобия, выражаемого формулой

$$\sigma_T = \frac{|g|}{c_p \rho u_*} f \left(\frac{gqz}{c_p \rho \theta u_*^3} \right) \quad (2.1)$$

(формула (7.85) из [2]), где $u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$ — так называемая скорость трения, а остальные обозначения уже были объяснены выше.

Пользуясь этим подобием, построив по измерениям величин σ_T , q , u_* на высотах 2—4 м функцию $f(\zeta)$, можно вычислять значения σ_T и в более высоких слоях воздуха, — по крайней мере, до высот в несколько десятков м (поэтому автор не согласен с М. И. Юдиным [4], считающим, что измерения σ_T в самом нижнем слое воздуха «принципиально непригодны» для суждений о значениях σ_T в более высоких слоях).

Заметим, что из подобия выражаемого формулой (2.1) еще не вытекает утверждение $\sigma_T \rightarrow 0$ ($q \rightarrow 0$), означающее отсутствие пульсаций температуры при термическом равновесии в условиях S (т. е. при $q = 0$): для этого нужно, чтобы функция $f(\zeta)$ обладала свойством $\zeta f(\zeta) \rightarrow 0$ ($\zeta \rightarrow 0$).

Данные работы [5] показывают, что это свойство, по-видимому, действительно имеется.

Отметим далее результаты В. И. Татарского [6], измерявшего в приземном слое воздуха структурную функцию температурного поля

$$D_{TT}(r) = \langle [T(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - T(\mathbf{x})]^2 \rangle \quad (2.2)$$

Здесь \mathbf{r} — горизонтальный вектор, угловые скобки — символ осреднения по \mathbf{x} . По данным [6], при фиксированном r значения $D_{TT}(r)$ при $Ri \rightarrow 0$ стремятся к нулю, т. е. мелкомасштабные (масштаба r) пульсации температуры при безразличной стратификации исчезают. Представить себе крупномасштабные пульсации без порождаемых ими мелкомасштабных довольно трудно, поэтому результаты В. И. Татарского следует признать свидетельством отсутствия пульсаций температуры при безразличной стратификации (заметим, что упрек М. И. Юдина [4] в адрес В. И. Татарского за якобы необоснованное проведение через нуль интерполяционной кривой между устойчивыми и неустойчивыми состояниями несправедлив: на графике В. И. Татарского в нуле имеется эмпирическая точка, соответствующая нескольким десяткам индивидуальных измерений).

Укажем, наконец, измерения σ_T в слое 200—2000 м, произведенные с борта самолета Банкером [7] и обработанные М. И. Юдиным [4]. Несмотря на малую точность этих измерений (производившихся при помощи термопар), фиг. 3, приведенная в статье [4], наглядно свидетельствует об уменьшении σ_T при приближении к безразличной стратификации, при которой, по оценке М. И. Юдина, значения σ_T в слое 200—2000 м не превосходят 0.05—0.1°.

3. О связи между турбулентным потоком тепла и градиентом температуры. Если не учитывать действия архимедовых сил, то ясно, что турбулентное перемешивание в слое газа при $\theta(z) = \text{const}$ не создаст никакого вертикального потока тепла, при $\partial\theta/\partial z > 0$ — создаст поток тепла вниз ($q < 0$), а при $\partial\theta/\partial z < 0$ — вверх ($q > 0$). Поэтому Дж. Тэйлор (1915) и В. Шмидт (1921) развили теорию, по которой турбулентный поток тепла q пропорционален градиенту потенциальной температуры $\partial\theta/\partial z$ — см. формулу (1.2) — и, следовательно, при условиях S значение γ_p вертикального градиента температуры ($-\partial T/\partial z$), при котором $q = 0$, совпадает с адиабатическим градиентом γ_a .

Учет архимедовых сил может внести в формулу (1.2) теории Тэйлора — Шмидта некоторую поправку, связанную с тем обстоятельством, что зарождающиеся на данном уровне z турбулентные элементы будут иметь тенденцию двигаться вверх (вниз), если их температура выше (ниже) средней температуры на этом уровне; следовательно, вверх (вниз) будет переноситься температура, более высокая (низкая), чем средняя температура «материнского» слоя.

Это обстоятельство можно выразить неравенством

$$T(z, z+l) - T(z, z-l) > 0 \quad (3.1)$$

Здесь $T(z_1, z_2)$ — средняя температура турбулентных элементов, зародившихся на уровне z_1 и в данный момент пересекающих уровень z_2 .

Подправить формулу (1.2) можно, например, заменив в ней

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right) \quad \text{на} \quad \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma' \right) \quad (\gamma' < \gamma_a)$$

Заметим, однако, что отсюда вовсе не следует неравенство $\gamma_p < \gamma_a$. Действительно, при безразличной стратификации сколько-нибудь интенсивных пульсаций температуры не будет, так что не будет проявляться и указанный выше эффект архимедовых сил, неравенство (3.1) превратится в равенство, и величина γ' примет значение γ_a .

Такое разъяснение уже давалось Г. В. Груза [8], отмечавшим, что «при термическом равновесии значимые для турбулентного перемешивания пульсации температуры отсутствуют» (М. И. Юдин [4] неправильно пытается опровергнуть работу [8], приписывая ей странное предположение, что знак q совпадает со знаком разности (3.1); но ничего подобного в [8] не содержится).

Для оценки малости пульсаций $\sigma_{\tau a}$ температуры при безразличной стратификации, при которых гипотеза $\gamma_p < \gamma_a$ становится невозможной, М. И. Юдин [4] предложил критерий

$$\sigma_{\tau a} < \sigma = l (\gamma_a - \gamma_p), \quad l = \kappa z \quad (3.2)$$

Примем этот критерий с тем лишь изменением, что путь перемешивания l при безразличной стратификации будем принимать равным κz ($\kappa \approx 0.4$ — так называемая постоянная Кармана) лишь в приземном слое воздуха, а в более высоких слоях будем брать для l значение в 1.5—2 раза меньше. При $\gamma_p = 6$ град/км на высоте 2 м получаем $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$ град, что лежит за пределами современной точности измерений. Но при $z = 200$ и 2000 м получается уже $\sigma = 0.15$ — 0.2° и $\sigma = 1.5$ — 2° . Вспомнив, что, по данным Банкера [7], для слоя 200—2000 м получилось $\sigma_{\tau a}$ порядка 0.05 — 0.1° , убеждаемся, что критерий (3.2) выполнен с запасом, так что гипотеза $\gamma_p = 6$ град/км с этой точки зрения невозможна (удивительно, что М. И. Юдин, получивший такие же цифры, сформулировал противоположный вывод).

Таким образом, указанная выше поправка $(\gamma' - \gamma_a)\theta / T$ к формуле (1.2) при безразличной стратификации обращается в ноль. Можно думать, что эта поправка должна быть тем больше, чем больше стратификация отклоняется от безразличной. Если принять, в духе теории Тэйлора — Шмидта, что поправка пропорциональна $\partial \theta / \partial z$, то вид формулы (1.2) можно оставить без изменений, а поправку на эффект архимедовых сил вносить лишь в коэффициент турбулентной теплопроводности k_T . К такому выводу пришли еще в 1947 г. Пристли и Свинбенк [9], которые сочли, что можно «записать суммарный поток тепла в классической форме $\rho c_p k' (\partial T / \partial z + \gamma_a)$. Коэффициент k' , который может быть положительным или отрицательным, будет зависеть от синоптической ситуации».

Большое значение для изложенной теории представило бы непосредственное измерение значения γ_p , т. е. градиента температуры в слоях воздуха, в которых $q = 0$. Однако, как измерение q , так и измерение градиентов температуры далеко не простое дело. Поэтому первые попытки непосредственного измерения γ_p оказались, по-видимому, неудачными.

Здесь имеются в виду измерения С. С. Гайгерова и В. Г. Кастрова [10] на свободных аэростатах, которые, по оценке М. И. Юдина [4], давали «заниженные значения температурных пульсаций и турбулентных потоков тепла» и привели к разбросу значений γ_p примерно от -10 до $+15$ град/км.

Такой же разброс (см. фиг. 1 из [4]) дали самолетные измерения Банкера [7], производившиеся при помощи довольно грубой аппаратуры (например, пульсации вертикальной скорости определялись просто по акселерометру, фиксирующему перегрузки самолета). Степень доверия к ним самого Банкера достаточно красноречиво характеризуется тем, что в ряде случаев, в которых полученные значения q казались ему слишком низкими, он произвольно увеличил их втрое. Для иллюстрации приведем табл. 4 из [7], в которой дается сравнение средних значений q (кал / см² за сутки) по

измерениям Банкера и подсчетам пяти авторов по различным эмпирическим формулам (результаты Джекобса и Будыко Банкер считает заниженными и указывает возможную причину этого):

район	Банкер	Джекобс	Будыко	Манабе	Мияцэки	Рил
1	199	120	82	555	180	—
2	182	70—260	87	555	180	—
3	15	0	27	—	—	8—16
4	9	—5	3	—	—	—

Из своих измерений (собранных в [7], табл. 1) Банкер сделал следующий вывод: «Теория диффузии тепла, развитая Тэйлором (1915) и Шмидтом (1921), утверждает, что тепло переносится против градиента потенциальной температуры... Табл. 1 показывает, что большинство потоков тепла по своему направлению согласуется с этой теорией» (любопытно, что М. И. Юдин [4], отобрав по некоторым признакам треть данных Банкера, пришел к прямо противоположному выводу). Укажем еще данные Леттау и Дэвидсона [11] и Телфорда и Уорнера [12], которые содержат несколько профилей $q(z)$, $T(z)$, измеренных с самолета по методике, аналогичной [7]. Почти во всех них $\theta(z) \approx \text{const}$, и в целом они неплохо подтверждают (вопреки мнению М. И. Юдина [4]), что в таких условиях $q \approx 0$.

Значительно более совершенная самолетная аппаратура (акустический анемометр с компенсацией болтанки самолета по гироскопическому датчику тангажа и акселерометру, а также микротермометр сопровитвления) была использована в недавних измерениях Б. М. Копрова и Л. Р. Цванга [13], в которых, по нашему мнению, впервые были получены достоверные значения γ_p . Среднее значение γ_p по девяти сериям измерений на высотах 200—900 м оказалось равным 10.6 град / км (с разбросом примерно от 8 до 14 град / км), т. е. практически было подтверждено равенство $\gamma_p = \gamma_a$. Эти данные были прокомментированы в нашей короткой заметке [14], в которой отмечалось, что они опровергают оценку $\gamma_p = 6$ град / км, приведенную в работах М. И. Будыко и М. И. Юдина [15, 16]. Эта оценка, к сожалению, была поспешно изложена М. И. Юдиным в двух учебниках (вышедших в 1951 и 1955 гг.), поэтому в интересах читателей этих учебников представляется необходимым дать анализ работ [15, 16], к чему теперь и переходим.

4. О некоторых работах М. И. Будыко и М. И. Юдина. В работах [15, 16] неявно использовалась гипотеза о наличии при безразличной стратификации достаточного интенсивных пульсаций температуры, и был сделан вывод, что $\gamma_p < \gamma_a$. Для эмпирической оценки γ_p там были использованы, главным образом, данные Джонсона и Хейвуда [17] о среднемесячных температурах в каждый час суток в среднем за период 1926—30 гг. на пяти уровнях от 1.2 до 87.7 м в Лифилде (Англия). Подчеркнем, что никаких данных измерений q в [15, 16] не использовалось, и не рассматривались никакие индивидуальные профили температуры. Каждое значение температуры в [17] есть среднее приблизительно из 150 измерений в разные дни и годы при условиях, в которых одинаковыми были, вообще говоря, только месяц года и время суток. В работах [15, 16] такие условия по неизвестным причинам были объявлены «аналогичными физическими состояниями», и к соответствующим средним температурам применялось уравнение притока тепла в упрощенной форме

$$k(z) \left[\frac{\partial T(z)}{\partial z} + \beta \right] = \text{const} \left(= -\frac{q}{c_p \rho} \right) \tag{4.1}$$

Но это уравнение является обоснованным (при $\beta = \gamma_a$) лишь для индивидуальных профилей температуры и только при условиях S (которые по средним температурам из [17] проверить невозможно; можно лишь предполагать, что отобранные в работах [15, 16] случаи почти безразличной стратификации сопровождались нарушениями стационарности, так как безразличная стратификация в приземном слое воздуха обычно наблюдается утром и вечером, в моменты наиболее быстрых изменений профилей температуры). К средним температурам уравнение (4.1) не будет применимо уже вследствие сильной корреляции между $k(z)$ и $\partial T / \partial z$ (как показано в работе [18]), аналогичный недостаток, т. е. необоснованное пренебрежение корреляцией множителей при осреднении произведений, типичен для предложенных в более поздних статьях М. И. Будыко методов «климатических расчетов».

Уравнение (4.1) в работах [15, 16] интегрировалось в предположении, что $k(z) \sim z$ (для средних месячных значений!). Это приводит к формуле

$$\Delta T = T_* \ln \frac{z''}{z'} - \beta (z'' - z') \tag{4.2}$$

где ΔT — разность температур на высотах z'' и z' . Исключив из двух таких формул, относящихся к двум парам высот, постоянную T_* , можно по измеренным $\Delta_1 T$ и $\Delta_2 T$ определить значение β . В работах [15, 16] оно и объявлялось значением γ_p . В настоящее время известно, что формула (4.2) действительно пригодна для описания профилей температуры в приземном слое воздуха при небольших R_2 , но коэффициент β в ней имеет отрицательное значение и поэтому никак не может быть интерпретирован как γ_p ! Требование $\beta < 0$ в (4.2) соответствует хорошо известному эмпирическому факту, согласно которому при неустойчивости температура убывает с высотой медленнее, а при устойчивости растет быстрее, чем по логарифмическому закону (см., например, подробный обзор материалов по этому вопросу в § 7—8 книги [2]). Остается загадкой, как в [14, 15] могло быть получено из (4.2) положительное значение для β (а именно, $\beta = 6$ град/км).

Второй способ определения γ_p в [15, 16] предлагался для случаев, когда на некоторой высоте $\partial T / \partial z = 0$, а на других высотах $\partial T / \partial z$ заметно отличается от нуля. Но в приземном слое воздуха при условиях S это невозможно (см. опять § 7—8 книги [2]).

По изложенным причинам обработка эмпирических данных в работах [15, 16] представляется ошибочной, а изложение ее результатов М. И. Юдиным в учебниках — фактом, достойным сожаления. Удивительно, что и теперь, почти через 20 лет после работ [15, 16], М. И. Юдин [4] не видит недостатков этих работ и заявляет, будто в работах [15, 16] решен вопрос, «благодаря чему при преобладании на высотах нескольких десятков и сотен метров градиентов, меньших адиабатического, суммарный турбулентный поток тепла почти повсеместно направлен вверх» (это неясное утверждение он называет «парадоксом Шмидта». Здесь неясно, что такое «повсеместно» — на материках, океанах, во всех слоях тропосферы, в любое время года? И какими данными измерений q это подтверждается?).

В [4] М. И. Юдин для подтверждения результатов [15, 16] собрал, по-видимому, все данные, которые смог найти, но получившаяся при этом картина, на наш взгляд, никак не соответствует его утверждениям. Так, в цитируемых им работах [3, 7, 9, 11, 12, 19] не приводится ссылок на [15, 16], не определяются значения γ_p , не употребляется даже введенное в [15, 16] понятие «равновесного градиента температуры» (соответствующее смыслу γ_p), а понятия «устойчивость» и «доадиабатическая стратификация», «неустойчивость» и «сверхадиабатическая стратификация» употребляются как эквивалентные.

Чтобы увеличить число данных, будто бы пригодных для оценки γ_p , М. И. Юдин [4] привлекает еще и результаты Е. С. Селезневой и Эллиотта [19], вообще не производивших непосредственных измерений q , а лишь оценивавших q (Эллиотт) и γ_p (Селезнева) при помощи ряда гипотез (причем косвенные данные Эллиотта относятся к существенно нестационарным условиям и вовсе не свидетельствуют в пользу оценки $\gamma_p = 6$ град/км).

В [4] утверждается, что «величина β характеризуется относительно малой изменчивостью. Поэтому средним значением $\beta = 6$ град/км можно пользоваться во всем пограничном слое атмосферы (до 1.5 — 2 км) в самых разных физико-географических условиях» («пользоваться», по-видимому, означает — подставлять в формулы для q и R_2). При этом упомянутый выше очень большой разброс индивидуальных оценок γ_p , по-видимому, предполагается относить не за счет природной изменчивости γ_p , а за счет очень больших ошибок измерений.

Найденную в [13] оценку $\gamma_p \approx \gamma_a$ М. И. Юдин отвергает, хотя она получена по измерениям с более совершенной аппаратурой, чем у всех предшественников, и с вдвое меньшим разбросом значений γ_p . Он объявляет эту оценку соответствующей лишь отобранным в [13] условиям сильной неустойчивости в нижнем слое воздуха (но не отвергает данных [2], полученных тоже в специальных условиях — в инверсии оседания над неустойчивым приводным слоем). В [4] говорится: «Используя примененный в работе Копрова и Цванга способ отбора материалов, с тем же успехом можно было «доказать», что равновесный градиент представляет собой отрицательную величину. Для этого достаточно произвести большое число полетов в инверсионных условиях и выбрать из них случаи, характеризующиеся наиболее устойчивой стратификацией». Во-первых, этого недостаточно: надо еще иметь в этих случаях высоты, на которых $q = 0$ и $\partial T / \partial z > 0$, что представляется невозможным. Во-вторых, надо больше уважать отважных экспериментаторов: рассуждать об их результатах легче, чем «произвести большое число полетов». В-третьих, утверждение, что «равновесный градиент представляет собой отрицательную величину» уже «доказано» в [15, 16] путем интерпретации отрицательной величины β в (4.2) как γ_p .

Обвиняя Б. М. Копрова и Л. Р. Цванга в использовании пристрастной выборки, М. И. Юдин ссылается на толстый учебник математической статистики, содержащий около 800 страниц! Но в этом случае про учебники вспоминать не стоило. Ведь изме-

рения в [13] проводились при неустойчивости в нижнем слое воздуха лишь для того, чтобы иметь случаи, в которых q сильно меняется с высотой, и поэтому точка перехода q через ноль определяется наиболее надежно, а вовсе не по принципу отбора больших значений γ_p , как это хочет изобразить М. И. Юдин.

Аргумент М. И. Юдина против оценки $\gamma_p \approx \gamma_a$ из [13] показывает, что одновременно с убеждением в малой изменчивости γ_p он убежден, наоборот, что γ_p (т. е. значение $(-\partial T / \partial z)$ на той высоте, где $q = 0$) сильно зависит от стратификации в целом: при неустойчивости в нижнем слое γ_p велико, а при наличии инверсионных слоев отрицательно. Если первое из этих двух противоположных мнений (малая изменчивость) относить только к «климатическим» средним значениям γ_p , а второе (сильная изменчивость в зависимости от стратификации в целом) — к индивидуальным значениям γ_p , то «пользоваться» при вычислении индивидуальных значений q и R_i «средним значением» $\gamma_p = 6$ град / км, по цитированной выше рекомендации М. И. Юдина, было бы нелогично, а каким же γ_p «пользоваться» — неизвестно. Хочется надеяться, что вся эта путаница больше в учебники включаться не будет.

Поступило 4 XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.
2. Мониц А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. I. Изд-во «Наука», 1965.
3. Вульфсон Н. И. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. Изд-во АН СССР, 1961.
4. Юдин М. И. О равновесном градиенте температуры. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, № 2.
5. Цванг Л. Р. Измерение частотных спектров температурных пульсаций в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1960, № 8.
6. Татарский В. И. Микроструктура температурного поля в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1956, № 6.
7. Ванкел А. F. Heat and water-vapor fluxes in air flowing southward over the western North Atlantic Ocean. J. Meteorol., 1960, vol. 17, No. 1.
8. Груза Г. В. О термическом равновесии в атмосфере. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1958, № 4.
9. Priestley C. H. B., Swinbank W. C. Vertical transport of heat by turbulence in the atmosphere. Proc. Soc. A, 1947, vol. 189, No. 1019.
10. Гайгеров С. С., Кастров В. Г. Опыт измерения вертикального турбулентного потока тепла в нижней части тропосферы. Тр. ЦАО, 1957, вып. 23.
11. Lettau H., Davidson B. Exploring the atmospheres first mile. 1957, vol. 2, Pergamon Press.
12. Telford J. W., Warner J. Fluxes of heat and vapor in the lower atmosphere derived from aircraft observations. J. Atmos. Sci., 1964, vol. 21, No. 5.
13. Копров Б. М., Цванг Л. Р. Прямые измерения турбулентного потока тепла с борта самолета. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, № 6.
14. Мониц А. С. О так называемом равновесном градиенте температуры. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, № 6.
15. Будыко М. И., Юдин М. И. Условия термического равновесия в атмосфере. Докл. АН СССР, 1946, т. 53, № 7.
16. Будыко М. И., Юдин М. И. Тепловой обмен поверхности земли с атмосферой и равновесный градиент температуры. Метеорология и гидрология, 1948, № 1.
17. Johnson N. K., Neewood G. S. P. An investigation of the lapse rate of temperature in the lowest hundred metres of the atmosphere. Geophys. Mem., 1938, vol. 9, No. 77.
18. Мониц А. С. О климатологии теплового баланса. Изв. АН СССР, Сер. геогр., 1963, № 5.
19. Elliott W. P. The height variation of vertical heat flux near the ground. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1964, vol. 90, No. 385.