УДК 551.511.32

В. Н. Кожевников
Н. Н. Зидлев

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ КАРТИНА ОРОГРАФИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ДВУХСЛОЙНОЙ АТМОСФЕРЕ

Приводится теоретическая картина орографических возмущений в атмосфере с учетом влияния устойчивой стратосферы. Для расчетов используется решение нелинейной двухмерной задачи. Атмосфера предполагается несжимаемой, используется условие адиабатичности, стратосфера ограничивается сверху жесткой горизонтальной стенкой. Для получения горного профиля в виде локализованного гребня используется метод введения особенности на оси z. Получены новые данные о взаимодействии тропосферы со стратосферой, проводится сопоставление с результатами некоторых предыдущих работ.

При изучении орографических возмущений в атмосфере в последнее время все большее внимание привлекает динамическое взаимодействие между тропосферой и стратосферой. Этот интерес объясняется как необходимостью более тщательного обоснования постановки граничного условия на тропопаузе, так и возросшим вниманием к общей проблеме распространения внутренних гравитационных волн в тропосфере и особенно стратосфере [1, 2].

Ранее в [3] отмечалось, что при изучении орографических возмущений в тропосфере представляет интерес модель, которая более реально, чем это делалось до сих пор, учитывает действие устойчивой стратосферы на явление. В настоящий момент по модели [3] проведена серия расчетов, которая позволяет достаточно детально разобраться в том, что дает учет стратосферы. Сущность используемой модели состоит в следующем. Система нелинейных гидротермодинамических уравнений известным образом в предположении постоянства в невозмущенном натекающем потоке скорости и градиента температуры γ—dT/dz сводится к линейному уравнению Гельмгольца для возмущений функций тока Ψ' [4—6]. Рассматривается двухслойная модель, нижний слой которой представляет тропосферу, а верхний — стратосферу, в этих слоях коэффициенты уравнения Гельмгольца

$$K_i^2 = \frac{g(\gamma_a - \gamma_i)}{\bar{u}^2 T_c} \tag{1}$$

различны за счет различия градиентов γ_i ($i=1$ или 2, в тропосфере $i=1$). В (1) g — ускорение силы тяжести, γ_a — сухоадиабатический градиент, скорость $\bar{u}$ и средняя температура T_c одинаковы в обоих жидкостях. Поле линий тока в натекающем потоке определяется линейной зависимостью от высоты $\overline{\Psi} = -\bar{u}z$. Возмущения Ψ' находятся при использовании граничного условия, учитывающего скольжение потока вдоль верхней горизонтальной стенки, ограничивающей стратосферу на высоте H_2:

$$\Psi'(x, z) = 0 \quad \text{при} \quad z = H_2, \tag{2}$$

а также условий, учитывающих кинематику и динамику взаимодействия двух слоев друг с другом в линеаризованном виде:

$$\Psi_1' = \Psi_2', \quad \frac{\partial}{\partial z}(\Psi_1' - \Psi_2') = 0 \quad \text{при} \quad z = H_1. \tag{3}$$

Область решения разбивается точкой X=0 на две так, что

$$\Psi' = \begin{cases} \Psi_-' & \text{при} \quad x < 0 \\ \Psi_+' & \text{при} \quad x > 0, \end{cases} \tag{4}$$

причем Ψ_-' не содержит волноподобных составляющих возмущения.

Учет действия орографии вводится посредством граничных условий

$$\Psi_1' = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, \tag{5}$$

$$\Psi_-' = \Psi_+', \ \frac{\partial}{\partial x}(\Psi_-' - \Psi_+') = q(z) \quad \text{при} \quad x = 0, \tag{6}$$

$$q(z) = 0 \quad \text{при} \quad z \geqslant a < H_1, \quad q(z) \neq 0 \quad \text{при} \quad 0 < z < a. \tag{7}$$

Решение в каждом из слоев ищется в виде суперпозиции из функций вида

$$\Psi_i'(x, z) = e^{\pm\sqrt{\lambda_n}x} f_i(z). \tag{8}$$

Спектр собственных значений λ_n определяется из граничных условий (2), (3) и (5). Как было выяснено в [3], этот спектр дискретный и содержит конечное число N отрицательных значений λ_n и бесконечное число положительных. Общее решение для тропосферы с учетом всех граничных условий имеет вид

$$\Psi_{1-}' = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{a_n}{2\sqrt{\lambda_n}} e^{x\sqrt{\lambda_n}} \sin \omega_{1n} z,$$

$$\Psi_{1+}' = -\sum_{n=1}^{N} \frac{a_n}{\sqrt{-\lambda_n}} \sin \sqrt{-\lambda_n}\, x \sin \omega_{1n} z + \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{a_n}{2\sqrt{\lambda_n}} e^{-x\sqrt{\lambda_n}} \sin \omega_{1n} z. \tag{9}$$

Решение для стратосферы аналогично:

$$\Psi_{2-}' = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{a_n}{2\sqrt{\lambda_n}} e^{x\sqrt{\lambda_n}} (\beta_n \sin \omega_{2n} z + \delta_n \cos \omega_{2n} z),$$

$$\Psi_{2+}' = -\sum_{n=1}^{N} \frac{a_n}{\sqrt{-\lambda_n}} \sin \sqrt{-\lambda_n}\, x (\beta_n \cos \omega_{2n} z + \delta_n \cos \omega_{2n} z) +$$

$$+ \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{a_n}{2\sqrt{\lambda_n}} e^{-x\sqrt{\lambda_n}} (\beta_n \sin \omega_{2n} z + \delta_n \cos \omega_{2n} z). \tag{10}$$

В выписанных выражениях

$$\omega_{in} = \sqrt{k_i^2 + \lambda_n}. \tag{11}$$

Коэффициенты β_n, δ_n согласно граничным условиям определяются соотношениями

$$\beta_n = -\frac{\sin\xi \cos[(m+1)\sqrt{\sigma^2+\xi^2}]}{\sin(m\sqrt{\sigma^2+\xi^2})}, \quad \sigma^2 = H_1^2(k_2^2 - k_1^2),$$

$$H_2 - H_1 = mH_1,$$

$$\delta_n = \frac{\sin\xi\sin[(m+1)\sqrt{\sigma^2+\xi^2}]}{\sin(m\sqrt{\sigma^2+\xi^2})}, \quad \xi = \omega_{1n}H_1 = H_1\sqrt{k_1^2+\lambda_n}. \quad (12)$$

Коэффициенты α_n определяются в силу ортогональности собственных функций задачи $f_i(z)$ на отрезке $0 \leqslant z \leqslant H_2$ посредством соотношений

$$\alpha_n = \frac{1}{B}\int_0^a q(z)\sin\omega_{1n}z\,dz,$$

$$B = \int_0^{H_1}\sin^2\omega_{1n}z\,dz + \int_{H_1}^{H_2}(\beta_n\sin\omega_{2n}z + \delta_n\cos\omega_{2n}z)^2\,dz. \quad (13)$$

Исследования показали, что для наших целей вполне подходит задание источника орографических возмущений с помощью:

$$q(z) = \begin{cases} A\sin\frac{\pi}{a}z & \text{при} \quad 0 \leqslant z \leqslant a \\ 0 \quad \text{при} \quad z > a, & a = \frac{\lambda_{c1}}{20}, \end{cases} \quad (14)$$

где, как ранее в [7, 8], используется в качестве характерного масштаба величина

$$\lambda_{ci} = \frac{2\pi}{k_i} = \frac{2\pi\bar{u}}{\sqrt{g\frac{(\gamma_a-\gamma_i)}{T_c}}}. \quad (15)$$

В соответствии с (13), (14)

$$\alpha_n = \frac{A\pi a\sin\omega_{1n}a}{B(\pi^2-\omega_{1n}^2a^2)}. \quad (16)$$

Конкретные свойства построенного решения проанализированы при тех же, что и в [3], значениях определяющих параметров задачи, а именно: $\gamma_1=6{,}6$, $\gamma_2=-1{,}5$, $\gamma_a=9{,}86$ о/км; $H_1=10$ км; $H_2=40$ км. При этом $T_c=260$ K; $K_1^2=0{,}648$ км$^{-2}$; $K_2^2=1{,}903$ км$^{-2}$; $\sigma^2=125{,}5$; $m=3$; $\lambda_{c1}=7{,}8$ км; $\lambda_{c2}=4{,}6$ км, $A=24{,}3$ м/с, $\bar{u}=15$ м/с.

Величина B в (16), как нетрудно видеть, определяется выражением

$$B = \frac{1}{2}H_2 - \frac{\sin 2\omega_{1n}H_1}{4\omega_{1n}} - \frac{\sin 2\omega_{2n}(H_2-H_1)}{4\omega_{2n}}. \quad (17)$$

В расчетах последнее слагаемое (17) не учитывалось. Погрешность такого упрощения можно приближенно учесть, исходя из того, что

$$\left|\frac{\sin 2\omega_{2n}(H_2-H_1)}{4\omega_{2n}}\right| \leqslant \frac{1}{4\omega_{2n}}, \quad B \approx \frac{1}{2}H_2 \approx 20 \text{ км}.$$

При $n=1$ данное упрощение тогда приводит к ошибке, не превышающей 1%, при $n=30$ ошибка меньше 0,3% и далее быстро уменьшается с ростом n. С учетом действия синуса в числителе указанная ошибка в большинстве случаев примерно вдвое меньше и ею можно пренебречь. В данной работе выяснилось, что экспоненциальные слагаемые решения (9), (10) имеют большее значение, чем это представлялось в [3].

Спектр собственных значений задачи поэтому был исследован более подробно. Наиболее важные из собственных значений представлены в таблице.

n	1	2	3	4	5	6	7	8
λ_n, км$^{-2}$	−0,554	−0,446	−0,282	−0,146	0,061	0,264	0,441	0,686
L_n, км	8,43	9,40	11,8	16,4	—	—	—	—
L^*_{1n}, км	20,5	13,9	10,4	8,88	7,45	6,64	6,03	5,46
L^*_{2n}, км	5,41	5,23	4,86	4,75	4,48	4,30	4,13	3,92
n	9	10	30	50	70	100	—	150
λ_n, км$^{-2}$	0,912	1,150	8,795	21,64	39,97	78,36	—	167,8
L^*_{1n}, км	5,06	4,72	2,04	1,33	0,98	0,70	—	0,48
L^*_{2n}, км	3,76	3,60	1,93	1,27	0,97	0,70	—	0,48

Первым четырем из них соответствуют «чисто волновые» слагаемые в решении. Действие этих слагаемых учитывается практически без погрешности. Начиная с $n=5$ собственные значения положительны и им в решении соответствуют бесконечные ряды экспоненциальных слагаемых. В практических расчетах приходится обрезать эти ряды конечным числом слагаемых; в данной работе мы ограничивались $n=150$. Погрешности такого упрощения можно оценить с помощью свойств ряда

$$\sum_{n=5}^{\infty}\frac{a_n}{\sqrt{\lambda_n}}=\sum_{n=5}^{\infty}\frac{A\pi a}{B}\cdot\frac{\sin\omega_{1n}a}{\sqrt{\lambda_n}\,(\pi^2-\omega_{1n}^2a^2)}. \tag{18}$$

Зависимость коэффициентов этого ряда от n практически определяется вторым сомножителем. Эта зависимость для всех используемых в расчетах слагаемых иллюстрируется рис. 1. При достаточно больших n амплитуда коэффициентов убывает практически как $\lambda_n^{-3/2}$ или согласно свойствам λ_n как n^{-3}. Кроме того, за счет $\sin\omega_{1n}a$ коэффициенты ряда больших n меняют знак. В итоге получаем вывод о достаточно быстрой сходимости ряда (18). Оценка неточности (18) за счет обрезания ряда должна производиться с учетом того, что $\sin\omega_{1n}a$ меняет знак примерно через 80 номеров, вблизи $n=150$, а знаменатель нарастает почти как n^3. Конкретно эта оценка приближенно может быть сделана с помощью соотношений

$$\sum_{n=150}^{310}\frac{a_n}{\sqrt{\lambda_n}}\simeq\frac{1}{2}\frac{a_{150}}{\sqrt{\lambda_{150}}}\left[\sum_{n=151}^{230}\left(\frac{150}{n}\right)^3-\sum_{n=231}^{310}\left(\frac{150}{n}\right)^3\right]\simeq$$

$$\simeq\frac{0,23}{2}(43-15)\simeq 3,2.$$

Так как сумма ряда (18) при использовании максимального $n=150$ дает величину 223,8, то значит неточность нашего представления (18) не выходит за пределы 1,5%. Поскольку при удалении от $X=0$ роль экспоненциальных слагаемых в решении заметно падает, то в целом по большей части поля, где проводились расчеты, погрешность за этот счет существенно меньше и вполне пренебрежима.

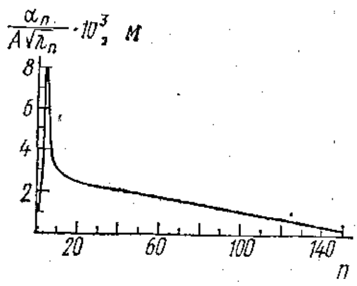

Рис. 1. Зависимость амплитуды коэффициентов $\alpha_n/A\sqrt{\lambda_n}$ от порядкового номера n

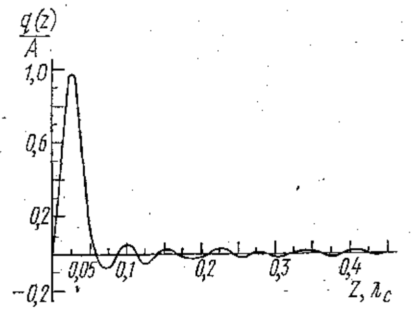

Рис. 2. Зависимость $q(z)$, определяемая построенным решением

Большое значение имеет также вопрос о том, насколько надежно в практических расчетах обеспечивается требование (6), (7) о непрерывности производных от Ψ' вдоль $X=0$ при $z>a$. Проверка этого требования проводилась посредством соотношения

$$q(z)=\sum_{n=1}^{150}\alpha_n f_n(z). \tag{19}$$

Результаты расчетов по (19) представлены на рис. 2, откуда видно, что наибольшее отклонение от исходных требований наблюдается вблизи уровня 0,075 λ_{c1} и не превышает 8% от максимальной амплитуды $q(z)$.

С увеличением высоты эти отклонения достаточно быстро уменьшаются и для $z>0{,}28\ \lambda_{c1}$, т. е. выше 2,2 км, они не превышают 1,6%. Этот результат, видимо, следует считать неплохим.

Если изменение свойств возмущений в горизонтальной плоскости характеризуется длинами волн

$$L_n=\frac{2\pi}{\sqrt{-\lambda_n}},\quad n=1,\ 2,\ 3,\ 4, \tag{20}$$

то изменение свойств по вертикали характеризуется длинами

$$L_{in}^*=\frac{2\pi}{\omega_{in}},\quad n=1,\ 2,\ 3\ldots \tag{21}$$

Значения этих величин, приведенные в таблице, показывают, что в тропосфере длины волн изменений волновых слагаемых как по горизонтали, так и по вертикали примерно одинаковы, а в стратосфере они почти вдвое меньше самой короткой длины волны в тропосфере. Экспоненциальные слагаемые по вертикали меняются в основном с заметно меньшей длиной волны: слагаемые с наиболее заметными амплитудами со значениями n от 5 до 10 имеют длины волн, равномерно уменьшающиеся от 7,4 до 4,7 км в тропосфере и от 4,5 до 3,6 км в стратосфере.

Результаты расчетов поля Ψ' представлены на рис. 3. Расчеты проводились на БЭСМ-6 для 50 горизонтальных уровней с шагом через $^1/_{16}\lambda_{c1}$. На каждом из уровней расчеты велись в диапазоне $-2\lambda_{c1}\leqslant x\leqslant$

$\leqslant 4^{19}/_{20}\lambda_{c1}$ с шагом $\Delta x = {}^1/_{10}\lambda_{c1}$ по всему полю и с $\Delta x = {}^1/_{20}\lambda_{c1}$ вблизи $X=0$. Вследствие малости амплитуд представленное на рисунке поле изолиний Ψ' практически воспроизводит поле траекторий (см. [8]). На уровне $z = {}^1/_{16}\lambda_{c1}$ линия тока, как видим, имеет вид локализованного по горизонтали одиночного достаточно резкого выступа. Его максимальная высота h около 0,1 λ_{c1}, т. е. $\sim$0,78 км; ширина основной части $\sim$0,4 λ_{c1} ($\sim$3 км), а всего выступа $\sim$0,9 λ_{c1} ($\sim$7 км). Вниз по потоку за главным выступом линия тока имеет слабые волноподобные колебания.

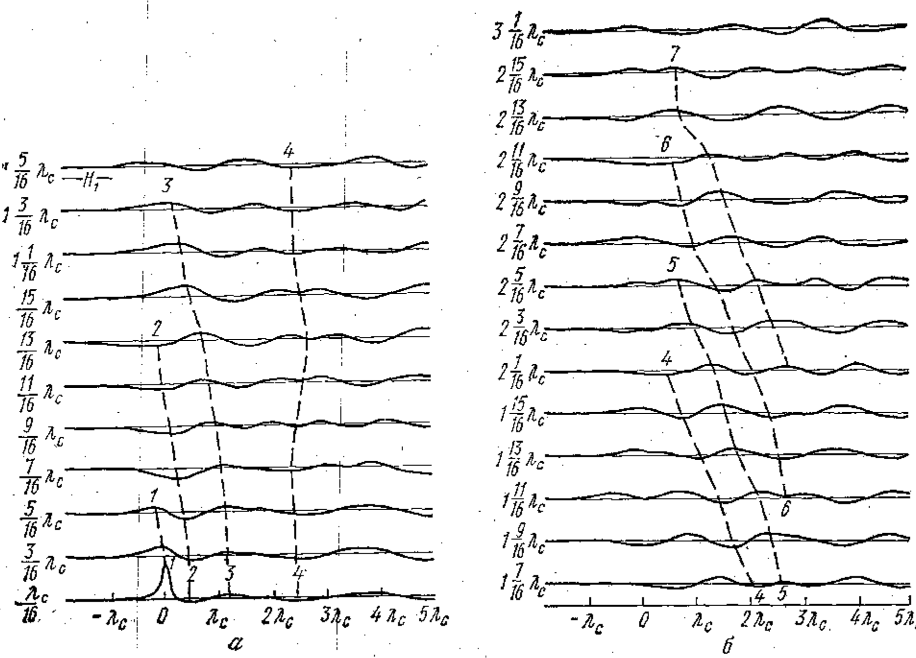

Рис. 3. Поле возмущений функции тока: *а* — в тропосфере, *б* — в стратосфере (пунктир — изолинии одинаковых фаз)

Первые четыре гребня этих волн без учета их знака имеют амплитуды, не превышающие 0,005 λ_{c1}, т. е. 1/20 максимальной высоты главного выступа, пятый гребень имеет амплитуду чуть большую (около 0,008 λ_{c1}). Чередование гребней у этих колебаний происходит с длиной волны порядка (2÷2,7) λ_{c1}. Уровень 1/16 λ_{c1} в дальнейшем принимаем за уровень Земли, так что рис. 3 дает представление о картине обтекания практически одиночного хребта. Аналогично [8] посредством соответствующей суперпозиции на основе полученного решения можно получить картину обтекания практически любого профиля. Характеризовать свойства орографических возмущений рис. 3 можно с помощью линий одинаковых фаз Ψ', выделенных на рисунке пунктиром. Изменения амплитуд возмущений вдоль этих линий в зависимости от уровня над землей достаточно полно иллюстрируется кривыми, представленными на рис. 4. Эти данные позволяют отметить следующее.

1. Прямое действие главного выступа возмущения рельефа распространяется вверх незначительно — примерно лишь до высот 0,31 $\lambda_{c1} \simeq 2{,}4$ км над землей (изолиния равных фаз 1). На смену этому положительному возмущению главным становится отрицательное возмущение (изолиния 2), которое достигает максимальной амплитуды на уровне около 0,43 λ_{c1} над землей и вырождается где-то около 0,8 λ_{c1}.

2. Начиная с уровней порядка 0,5 λ_{c1} над землей возмущения имеют характер подветренных волн. Заметного затухания с высотой у этих

волн не наблюдается ни в тропосфере, ни в стратосфере. Максимальное значение амплитуд в тропосфере составляет около 0,02 λ_{c1} (кривая *3* рис. 4), в стратосфере $\sim$0,016 $\lambda_{c1} \simeq$ 0,026 λ_{c2} (кривая *4*).

3. Величина амплитуд подветренных волн с высотой изменяется в какой-то мере периодически с длиной волны в тропосфере (0,6$\div$1,0) λ_{c1} и в стратосфере (0,14$\div$0,21) $\lambda_{c1} \simeq$ (0,24$\div$0,36) λ_{c2}. Интересно, что эти величины заметно меньше соответствующих длин волн L^*_{ni} таблицы.

Вдоль горизонталей чередование гребней у линии тока рис. 3 происходит с длиной волны, изменяющейся в диапазоне (0,8$\div$3,0) λ_{c1}. Четко при этом не проявляется ни одна из L_n таблицы. Не исключено при этом, что длина волны $\sim$2,5 λ_{c1} определяется наличием такой составляющей у линии рельефа. В целом изменения возмущений по пространству свидетельствуют, что в решении существенное значение имеет суперпозиция всех слагаемых.

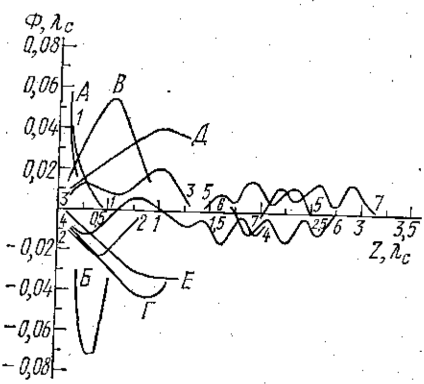

Рис. 4. Зависимость от z амплитуды возмущений Ψ' вдоль одинаковых фаз: *1—7* — изолинии рис. 3; А, Б, В, Г, Д, Е — по данным [7]

4. Интересно проследить за тем, как меняется положение изолиний выделенных фаз в пространстве. Здесь прежде всего видим, что с увеличением высоты изолинии раздвигаются, а на некоторых высотах между ними появляются новые изолинии, расстояние между которыми вначале говорит о близости горизонтальной длины волны λ_{c1}, а выше это расстояние в тропосфере возрастает примерно вдвое, а в стратосфере еще больше. Этот эффект напоминает дробление длинных волн на более короткие; в тропосфере это происходит вблизи уровня $^7/_{16}\,\lambda_{c1}$, а в стратосфере последовательно на уровнях $1^7/_{16}$, $1^{11}/_{16}$, 2, $2^5/_{16}$, $2^{10}/_{16}$, $2^{15}/_{16}$ λ_{c1}, т. е. с большей регулярностью через каждые $^5/_{16}$ $\lambda_{c1} \simeq$ 0,53 λ_{c2} высоты.

Изолинии равных фаз вблизи наветренного края потока с высотой наклоняются навстречу потоку, ниже по потоку изолинии с высотой могут наклоняться также и в обратном направлении. В целом положение изолиний наводит на мысль о распространении возмущений снизу вверх и сносу их потоком.

5. В наветренную сторону, как и в других работах (см., например, [7, 9, 10]), возмущения распространяются на расстояния порядка λ_{c1}.

6. Интересно отметить, что подветренно-волновые возмущения приблизительно повторяют свою форму на различных уровнях. Такое повторение, например, можно отметить в тропосфере на уровнях $^1/_4$ и $1^1/_4$ λ_{c1} и менее отчетливо в стратосфере на уровнях $1^{14}/_{16}$, $2^3/_{16}$, $2^{13}/_{16}$ λ_{c1}. Повторение в тропосфере происходит примерно с периодом λ_{c1}, в стратосфере $\sim$0,73 $\lambda_{c1} \simeq$ 1,2 λ_{c2}.

Полученные здесь результаты интересно сопоставить с некоторыми предыдущими работами, где представлены достаточно подробные расчеты траекторий обтекания. Сопоставление начнем с [7, 9], где решалась аналогичная нелинейная задача для препятствия в виде полуцилиндра в случае, когда свойства тропосферы экстраполировались вверх на всю толщу атмосферы и тем самым предполагалось свободное распространение возмущений вверх без какого-либо отражения от вышележащей стратосферы. Исходя из того что интенсивность орографических возмущений определяется площадью обтекаемого препятствия, вначале был определен радиус полуцилиндра r_0, при котором его площадь совпадала с площадью главного импульса возмущений рельефа на рис. 3. Оказалось, что $r_0=0{,}803$ км. Больше других из примеров [7] для нашего сопоставления подходит случай, когда безразмерный параметр задачи ζ_0 имеет минимальное значение, равное 1, и величина характерного масштаба, определяемая выражением

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{\zeta_0} r_0,$$

составляет величину $\sim 5{,}0$ км. Изолинии одинаковых фаз, проведенные на соответствующем рисунке [7], позволили аналогично данной работе оценить зависимость амплитуд возмущений от высоты. Полученные таким путем кривые приведены на рис. 4 и отмечены по мере удаления от горы последовательно буквами А, Б, В, Г, Д, Е. Эти кривые, а также соответствующее поле линий тока [7] (оно повторено на рис. 2 [9]) позволяют отметить, что изложенные в пунктах 1, 2, 5 свойства качественно согласуются с результатами [7, 9]. Количественное различие прежде всего заметно в величине амплитуд волн: в [7, 9] она более чем в 4 раза больше и составляет $\sim 0{,}087\ \lambda_{c1}$ или в долях собственного масштаба $\sim 0{,}137\ \lambda_c$. Это расхождение можно объяснить различием в постановке верхнего граничного условия, различием в форме препятствия, большое значение здесь должно также иметь различие между λ_c и λ_{c1}. В связи с этим полезно обратиться к рис. 1 [9], на котором дана картина обтекания в случае, когда в прежних терминах $\zeta_0=0{,}5$ и значит, $\lambda_c \approx 10{,}1$ км, что заметно больше λ_{c1}. Заметное вырождение подветренных волн на этом рисунке подтверждает в какой-то мере вывод о большом значении соответствия λ_c величине λ_{c1} при оценке различия амплитуд волн.

Можно сравнить результаты данной работы с результатами [10—12], где решались линеаризированная задача обтекания в нескольких вариантах постановки граничных условий. В [10] задача решалась для неограниченной атмосферы в аналогичном [7, 9] варианте, в частности $\bar{u}$ и γ полагались постоянными по высоте. Препятствие имело форму прямоугольного выступа с высотой $h \approx 0{,}6$ км и площадью в 1,8 раза большей, чем у нашего хребта. Величина $\lambda_c=7{,}7$ км, т. е. практически совпадала с λ_{c1}. Максимум амплитуды волн здесь составлял $\sim 0{,}062\ \lambda_c$, что почти втрое больше, чем в данной работе. В [11, 12] явление изучалось в рамках многослойной модели, в верхнем слое которой предполагается затухание всех возмущений. Нижнее основание верхнего слоя в обоих работах лежит на высотах 2,5 и 2,8 км, так что сравнение решений можно проводить только в нижней трети тропосферы. В целом постановка верхнего граничного условия в [11, 12] скорее соответствует предположению о свободном прохождении энергии возмущений через тропопаузу, чем учету стабилизирующего действия устойчивой стратосферы. Особенность постановки [11, 12] позволяла также в определенной мере рассматривать влияние изменений скорости с высотой. Форма препятствия в обоих работах была близкой к нашей и примерно той же площади, максимальная высота h составляла $\sim 0{,}5$ км. В [11] величина $\lambda_c=5{,}2$ км, скорость в нижней части нижнего слоя была постоянной, затем росла и в верхнем слое вновь становилась постоянной. Максимальное значение амплитуды волн было в четыре раза больше, чем в данной работе, и составляло $\sim 0{,}080\ \lambda_c$ ($\sim 0{,}4$ км). В [12] величина $\lambda_c=7$ км, т. е. практически совпадала с λ_{c1}, скорость монотонно росла вверх и, кроме того, в нижнем полукилометровом слое градиент температуры равнялся сухоадиабатическому. Максимальное значение амплитуды волн составляло $\sim 0{,}014\ \lambda_c$, т. е. было чуть меньшим, чем в данной работе, верятно, сказалось наличие приземного адиабатического слоя и быстрое увеличение скорости с высотой. Результаты [10—12] вновь подтверждают качественно выводы пунктов 1, 2, 5, одновременно, с этим они, как и [7, 9], обращают внимание на то, что характер изменений возмущений в пространстве по прежним расчетам представлялся более простым, ибо не было в нем такого разнообразия в наклоне изолиний равных фаз, такого широкого изменения длин волн по пространству, не обнаруживалось уровней дробления длинных волн на ряд коротких и т. д.

Вместе с этим приходится констатировать, что проведенное сопоставление не дает возможности оценить, насколько отмеченные расхождения определяются новым подходом к учету действия стабильной стратосферы — сказываются различия в свойствах натекающего потока и, в частности, в величине λ_c, различия в размерах и формах обтекаемых хребов и т. д.

В заключение авторы выражают признательность Л. А. Дикому за высказанные критические замечания, которые способствовали существенным уточнениям первоначального варианта выполненной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Danielsen E. F., Bleck R. «Journ. Atm. Sci.», 1970, 27, N 5.
2. Жукова Л. П., Трубников Б. Н. В Тр. ЦАО, вып. 76, 1967.
3. Кожевников В. Н. «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1975, 9, № 8.
4. Кожевников В. Н. «Изв. АН СССР. Геофизика», 1963, № 7.
5. Гутман Л. Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов, 1969.
6. Кожевников В. Н. В Тр. ЦАО, вып. 98, 1970.
7. Кожевников В. Н. «Изв. АН СССР», ФАО», 1968, 4, № 1.
8. Кожевников В. Н., Козодеров В. В. «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1970, 6, № 10.
9. Miles J. W. «J. Fluid. Mech.», 1968, 33, 4.
10. Lyra G. «Z. angew. Math. und Mech.», 1943, 23, 1.
11. Scorer R. S. QZRMS, 1949, 75, N 323.
12. Scorer R. S. QZRMS, 1953, 79, N 339.

Поступила в редакцию
16.11. 1976 г.
Кафедра
физики атмосферы