

$$\ddot{q} + \omega^2 q = 0, \quad \text{где } \omega = 1/\sqrt{LC}, \quad C = C_0/[1 + \varepsilon(t)],$$

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} +0,6 & \text{при } U_H = U_{H \text{ мин}}, \\ -0,6 & \text{при } U_H = U_{H \text{ макс}}. \end{cases}$$

Этим значениям параметра  $\varepsilon(t)$  соответствует четырехкратное изменение емкости  $C_{\text{макс}}/C_{\text{мин}} = k = 4$ . На рис. 2 моменты скачков емкости соответствуют:  $t_{1,2}$  — максимуму тока  $I(t)$  ( $\dot{q}=0$ ),  $t_{3,4}$  — максимуму напряжения  $U(t)$  ( $\ddot{q}=0$ ).

Рассмотрим скачок емкости «вниз». При этом резонансная частота контура возрастает:  $\omega_{\text{макс}} = \sqrt{k} \omega_{\text{мин}}$ . При скачке в момент  $t_1$  амплитуда тока  $\bar{I}$  не меняется, амплитуда напряжения  $\bar{U}$  возрастает в  $\sqrt{k}$  раз, амплитуда колебаний заряда  $\bar{q}$  уменьшается в  $\sqrt{k}$  раз. При скачке в момент  $t_3$   $\bar{I}$  возрастает в  $\sqrt{k}$  раз,  $\bar{U}$  возрастает в  $k$  раз, амплитуда колебаний заряда не меняется.

При скачках емкости «вверх» резонансная частота контура уменьшается:  $\omega_{\text{мин}} = \omega_{\text{макс}}/\sqrt{k}$ . При скачке в момент  $t_2$   $\bar{I}$  не меняется,  $\bar{U}$  уменьшается в  $\sqrt{k}$  раз,  $\bar{q}$  возрастает в  $\sqrt{k}$  раз. При скачке в момент  $t_4$   $\bar{q}$  не меняется,  $\bar{I}$  уменьшается в  $\sqrt{k}$  раз,  $\bar{U}$  уменьшается в  $k$  раз.

В случае скачков при произвольных фазах колебаний в контуре ( $q \neq 0$ ,  $\dot{q} \neq 0$ ) коэффициенты усиления  $K$  и ослабления  $K^{-1}$  находятся в пределах: для амплитуды тока  $\bar{I} - K = 1 \div \sqrt{k}$ , для амплитуды напряжения  $\bar{U} - K = \sqrt{k} \div k$ .

Как и следовало ожидать, рассматриваемая схема является фазоизбирательной. В координатах, заданных нулями опорной шкалы времени  $t_1, t_3, \dots$ , косинусные составляющие напряжения  $U_c(t)$  усиливаются в  $k$  раз, синусные  $U_s(t)$  — в  $\sqrt{k}$  раз, соответствующие составляющие тока:  $I_s(t)$  усиливаются в  $\sqrt{k}$  раз,  $I_c(t)$  не усиливаются.

Полученные результаты показывают, что параметрический контур с идеальной управляемой емкостью, модулируемой видеопульсным напряжением накачки, можно использовать для получения дискретных выборок мгновенных значений амплитуды и фазы колебаний в контуре. Такими выборками являются ударные параметрические колебания, содержащие информацию об амплитуде и фазе колебаний в контуре в момент «удара».

Преобразование внешнего сигнала и переходные процессы в контуре со скачкообразным изменением емкости будут рассмотрены в следующей работе.

Поступила в редакцию  
15.9 1976 г.  
Кафедра  
радиофизики

УДК 529.603

В. М. Березин  
Н. Ф. Еланский

## ОЦЕНКА МЕРИДИОНАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ОЗОНА В АТМОСФЕРЕ

Формирование многих важных особенностей структуры озоносферы, включая широтный и сезонный ход общего содержания озона, связано с переносом озона от низких широт к высоким. Этот перенос наиболее интенсивен в слое атмосферы между озонопаузой и некоторым уровнем (30—35 км), выше которого озон находится в состоянии фотохимического равновесия. Полученные в последнее время с помощью искусственных спутников Земли данные о глобальном распределении общего содержания озона в атмосфере помогают провести сравнительную оценку возможных механизмов меридионального переноса озона.

Поток массы озона через широтный круг в единицу времени равен

$$Q = \int_0^{\infty} R \cos \varphi \int_0^{2\pi} v \rho \, d\lambda \, dz,$$

где  $\rho$  — плотность озона,  $R$  — радиус Земли,  $\varphi$  — широта,  $\lambda$  — долгота,  $v$  — скорость ветра вдоль меридиана.

Плотность озона на некотором уровне можно представить в виде суммы средней величины, временных и долготных пульсаций:

$$\rho(\lambda, t) = [\bar{\rho}] + \tilde{\rho}(\lambda) + \rho''(\lambda, t),$$

где

$$[\bar{\rho}] = \frac{1}{2\pi\tau} \int_0^{\tau} \int_0^{2\pi} \rho(\lambda, t) \, d\lambda \, dt,$$

$$\tilde{\rho}(\lambda) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \rho'(\lambda, t) dt \quad \text{и} \quad \rho'(\lambda, t) = \tilde{\rho}(\lambda) + \rho''(\lambda, t).$$

Подобным образом можно представить меридиональную скорость ветра

$$V(\lambda, t) = [\bar{V}] + \tilde{V}(\lambda) + V''(\lambda, t).$$

Тогда величина переноса озона через широтный круг в единицу времени будет равна

$$Q = R \cos \varphi \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{[\bar{V}][\bar{\rho}]}{Q^I} + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{V}(\lambda) \tilde{\rho}(\lambda) d\lambda}_{Q^{II}} + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} V''(\lambda, t) \rho''(\lambda, t) dt \right] d\lambda}_{Q^{III}} \right\} d\lambda dz.$$

$Q^I$  характеризует поток озона, связанный со средней меридиональной циркуляцией;  $Q^{II}$  характеризует поток, связанный со стационарными квазигоризонтальными вихрями;  $Q^{III}$  — с подвижными квазигоризонтальными вихрями.

При исследовании первого механизма переноса трудно определить величину средней циркуляции  $[\bar{V}]$ , в то время как величина  $[\bar{\rho}]$  известна довольно хорошо из многолетних наблюдений озона. Наоборот, при исследовании переноса стационарными вихрями наиболее просто может быть найдено  $\tilde{V}$ . Для того чтобы найти  $\tilde{\rho}$ , необходимо привлечь данные наблюдений озона со спутников. В случае третьего механизма задача — более простая, так как расчеты могут быть проведены для отдельных станций с высокой точностью [1, 2].

Мы оценили вклад каждого механизма переноса в результирующий поток через 40-ю параллель в слое 10—32,5 км. Эта область разбивалась на пять слоев (каждый толщиной 4,5 км), средние уровни которых приблизительно совпадали с уровнями 200, 100, 50, 20 и 10 мБ. Предполагалось, что в пределах каждого слоя  $V$  и  $\rho$  остаются неизменными по высоте.

Данные о ветре выбирались по материалам станций, расположенных равномерно вдоль круга широты. Для тех же участков широтного круга, где расстояния между станциями зондирования очень большие, величина меридионального ветра рассчитывалась по барическому полю.

Значения  $\rho$  на различных высотах получались восстановлением из общего содержания озона (данные озонметрических станций и данные наблюдений озона со спутников) на основе статистики Божкова [3], скорректированной результатами расчетов вертикального распределения озона со спутника «Космос-121» вдоль 40° с. ш. по схеме, описанной в работе [4]. При этом учитывалось, что

$$\rho(\Delta z_i, \lambda, t) = \rho_0 \frac{N(\lambda, t) \rho(\Delta z_i)}{\Delta z_i} = \rho_0 \frac{N_i(\lambda, t)}{\Delta z_i},$$

где  $\rho_0$  — плотность озона при нормальных условиях,  $\rho(\Delta z_i)$  — доля общего содержания озона в  $i$ -том слое атмосферы по статистике Божкова,  $N_i(\lambda, t)$  — количество озона в вертикальном столбе единичного сечения в пределах  $i$ -того слоя.

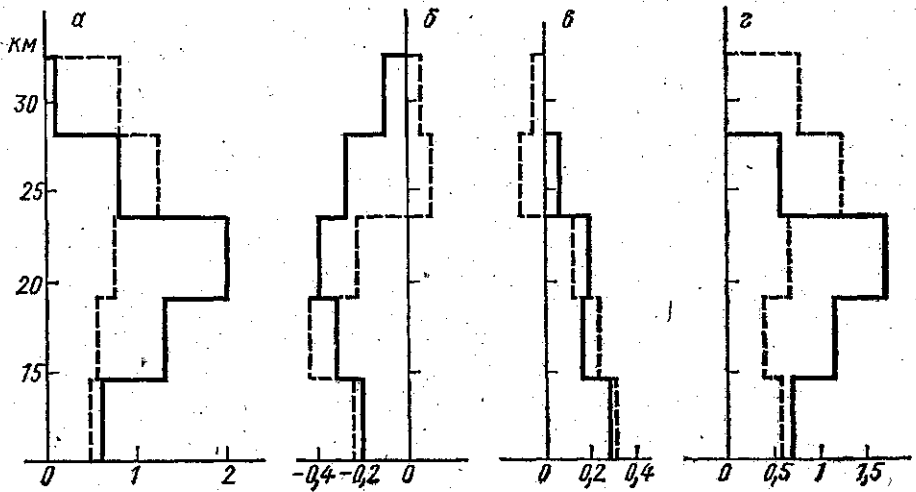
Вычисления потока озона были проделаны для июня 1966 г. и апреля 1969 г., когда измерения озона велись соответственно со спутников «Космос-121» и «Нимбус-3» [5, 6]. Выбор информации проводился с шагом  $\Delta\lambda = 10^\circ$  вдоль широтного круга и шагом  $\Delta t = 1$  суткам по времени. Погрешность определения величины меридиональной циркуляции составляла примерно 10% по данным радиозондирования и 15% при расчетах по барическому полю. Особого подхода требовало определение точности ее средней величины. К этому обязывал тот факт, что  $[\bar{V}]$  получается в виде малой разности больших величин. Следуя Таккеру [7], для средней квадратичной ошибки меридиональной составляющей ветра  $E_\varphi$  в целом по широтному кругу имеем

$$E_\varphi = \frac{2\sigma_\varphi}{\sqrt{n_\varphi}},$$

где  $\sigma_\varphi$  — среднее квадратичное отклонение,  $n_\varphi$  — число наблюдений. Используя карты среднего квадратичного отклонения, построенные И. Г. Гутерманом [8], рассчитывались погрешности определения величины ветра и потока массы озона на различных уровнях атмосферы. Так, в апреле  $E_\varphi$  составляла 0,25 м/с, а в июне — 0,2 м/с на уровне 100 мБ.

Результаты расчетов результирующего переноса озона через  $40^\circ$  с. ш. на пяти уровнях приведены на рисунке. В апреле и в июне во всей рассматриваемой толще атмосферы господствовал перенос на север. При этом от весны к лету интенсивность его возросла, а уровень максимального значения сместился с 23,5—28 до 19—23,5 км.

Основной вклад в суммарный поток к северу в слое 10—32,5 км дает озон, переносимый средней меридиональной циркуляцией. Количество его в апреле равно  $(3,9 \pm 2,3) \cdot 10^6$  т/сут, в июне  $(4,8 \pm 2,5) \cdot 10^6$  т/сут. Такое возрастание потока от весны к лету происходит за счет резкого увеличения интенсивности переноса в верхней тропосфере и нижней стратосфере, что, вероятно, связано с активизацией ячейки Гадлея в летние месяцы.



Распределение по слоям количества переносимого озона  $10^6$  т/сут средней циркуляцией (а), стационарными вихрями (б), подвижными вихрями (в) и суммарный перенос (г) в июне (сплошная линия) и в апреле (пунктирная линия)

Поток озона за счет стационарных вихрей преобладает в южном направлении и равен  $(0,75 \pm 0,4) \cdot 10^6$  т/сут в апреле и  $(1,38 \pm 0,6) \cdot 10^6$  т/сут в июне. Если в июне поток в южном направлении охватывает всю рассматриваемую область атмосферы, то весной наблюдается двуслойная его структура со сменой направления на уровне около 23 км.

Перенос озона подвижными вихрями преобладает в северном направлении, причем его структура также однослойная в июне и двуслойная в апреле. Количество переносимого озона составляет относительно малую величину —  $(0,49 \pm 0,3) \cdot 10^6$  в апреле и  $(0,61 \pm 0,3) \cdot 10^6$  т/сут в июне. Полученные абсолютные значения примерно в два раза меньше тех, которые получил Дютш над станцией Боулдер, если последние распространить на весь круг широты [2].

Как следует из проведенных расчетов, основную роль в междуширотном обмене ( $40^\circ$  с. ш.) играет средняя меридиональная циркуляция. Влияние неупорядоченных движений существенно меньше. Вклад стационарных вихрей в общий перенос превышает вклад подвижных вихрей. Слабое влияние последних, очевидно, связано с местоположением планетарной высотной фронтальной зоны в области  $35-42^\circ$  с. ш., которая препятствует прохождению вихрей через выбранную параллель. С другой стороны, усиление стационарных высотных субтропических антициклонов в зоне  $30-35^\circ$  с. ш. в весенне-летний сезон способствует активному переносу озона на их восточной периферии из умеренных широт северного полушария в низкие, бедные озоном широты. Этот южный перенос должен охватывать наибольшую толщу атмосферы и достигать максимальной величины в летние месяцы, что и подтверждают приведенные результаты.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hering W. S. «Tellus», 1966, 18, 329—336.
2. Dutsch H. U., Favarger D. «Ann. Geophys.», 1969, 25, 219—221.
3. Божков Р. Д. «Метеорология и гидрология», 1969, № 1.
4. Еланский Н. Ф. Канд. дисс., МГУ, 1974.

5. Хргиан А. Х., Березин В. М. «Метеорология и гидрология», 1973, № 4.  
 6. Conrath V. J., Hanel R. A., Kunde Y. G., Prabhakara C. «The infrared interferometer experiment on „Nimbus—3” Goddard space flight center. Maryland», 1970.  
 7. Tucker G. B. «Quart. J. Roy. met. Soc.», 1959, 85, No 365.  
 8. Гутерман И. Г. Распределение ветра над северным полушарием. Л., 1965.

Поступила в редакцию  
 11.6 1975 г.  
 Кафедра  
 физики атмосферы.

УДК 533.72/536.75

Е. В. Ступоченко

## О КИНЕТИКЕ И ТЕРМОДИНАМИКЕ СМЕСИ ТЯЖЕЛОГО И ЛЕГКОГО ГАЗОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ (КВАЗИ)СТАЦИОНАРНОЙ ФУНКЦИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОДНОГО ИЗ КОМПОНЕНТОВ

В работе [1] введено обобщение свободной энергии для тяжелого компонента ( $R$ -компонента) релеевского газа при произвольном (изотропном) распределении по скоростям легких частиц  $L$ -компонента, играющего роль «термостата», статистическое равновесие которого существенно нарушено воздействием внешних факторов (например, источников легких частиц). Возможность такого обобщения связана с существованием эффективной температуры  $T^*$  в случае существенно неравновесного «термостата». Как показано в [2], стационарным распределением  $R$ -частиц релеевского газа при произвольном распределении легких частиц является (в диффузионном приближении) максвелловское распределение с некоторой температурой  $T^*$ , не совпадающей с газокинетической температурой  $L$ -частиц.  $T^*$  определяется функцией распределения  $L$ -частиц и законом взаимодействия  $R$ - и  $L$ -частицы.

Плотность  $\varphi^*$  обобщенной свободной энергии  $R$ -компонента определяется как

$$\varphi^* = \rho u - T^* \rho s, \quad (1)$$

где  $u$ —энергия единицы массы  $R$ -компонента,  $s$ —ее энтропия—термодинамическая при максвелловском распределении  $R$ -частиц и газокинетическая в общем случае,  $\rho$ —плотность  $R$ -компонента. Из фоккер-планковского приближения для газокинетического уравнения вытекает [1], что в процессе установления стационарного состояния  $R$ -системы

$$\frac{d\varphi^*}{dt} < 0. \quad (2)$$

В релеевском газе  $R$ -частицы составляют небольшую примесь и при исследовании кинетики можно пренебречь ( $R$ — $R$ )-столкновениями.

В настоящей статье рассматривается обобщение свободной энергии для  $R$ -системы в том случае, когда концентрации  $R$ - и  $L$ -частиц есть величины одного порядка при произвольной (изотропной) функции распределения  $L$ -частиц.

Прежде всего отметим, что в этом случае при исследовании кинетики  $R$ -системы  $L$ -система может рассматриваться как неравновесный термостат с тем же основанием, что и в случае релеевского газа. Парадоксальность ситуации (числа частиц «термостата» и «термостатируемой системы» — величины одного порядка!) разъясняется двумя обстоятельствами: а) совокупность  $L$ -частиц либо является открытой системой, возмущаемой источниками (положительными и отрицательными)  $L$ -частиц, либо возмущается другими внешними воздействиями, механизм которых достаточно эффективен; «достаточная эффективность» означает, что совместное влияние этих возмущений и ( $L$ — $L$ )-столкновений приводит к существенно немаксвелловскому распределению  $L$ -частиц (стационарному или квазистационарному); б) в силу большого различия масс  $R$ - и  $L$ -частицы возмущающее влияние ( $R$ — $L$ )-столкновений на установившееся распределение  $L$ -частиц пренебрежимо мало.

Действительно, газокинетические уравнения для плотностей  $f(E, t)$  и  $f^{(L)}(e, t)$  распределения  $R$ - и  $L$ -частиц в пространствах их энергий  $E$ - и  $e$  соответственно имеют вид

$$\frac{\partial f(E, t)}{\partial t} = J_{RR}(f, f) + J_{RL}(f, f^{(L)}), \quad (3)$$