

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВИХРЕВЫХ ПОТОКОВ ИМПУЛЬСА И ТЕПЛА В ОБЛАСТИ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ

В.Н. Крупчатников<sup>1,2,4</sup>, А.В. Гочаков<sup>2</sup>, О.Ю. Антохина<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН Институт вычислительной математики и математической  
геофизики СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>ФГБУ «Сибирский региональный научно-исследовательский  
гидрометеорологический институт», Новосибирск

<sup>3</sup>ФГБУН Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск

<sup>4</sup>ФГБУН Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва

Вихревые потоки в общей циркуляции часто рассматриваются как турбулентность, когда происходит вихревая диффузия определенных величин, таких как, например, потенциальный вихрь (ПВ), вдоль изэнтропических поверхностей в свободной атмосфере.

Вихревые потоки определяют в первую очередь коэффициентами вихревой диффузии и являются градиентными по отношению к основному полю ПВ. Подтверждением этого предположения о турбулентной природе вихревых потоков ПВ в свободной атмосфере является тот факт, что они в среднем имеют градиентный характер. В данной статье мы обсудим некоторые результаты исследования процессов обрушения волн Россби в районе субтропического струйного течения [1]. Многие крупномасштабные динамические явления в атмосфере Земли связаны с процессами распространения и обрушения волн Россби [2–6]. Здесь мы обращаем внимание на области противогradientных вихревых потоков ПВ в районе субтропического струйного течения в Северном полушарии, связанные с опрокидыванием волн Россби. В некоторых случаях поток ПВ на север оказывается противогradientным, и такие потоки возникают в результате нелинейного обрушения волны Россби [7]. Также в ряде исследований было отмечено, что обрушение волны Россби является одним из наиболее важных механизмов взаимодействия стратосферы и тропосферы (например, в [12]). Конвергенция и дивергенция потока вихревого импульса вблизи тропопаузы соответствуют северному и южному потокам ПВ. Однако можно ожидать, что расход бароклинной вихревой кинетической энергии обычно сопровождается противогradientным вихревым переносом тепла. Это подтверждается в данном исследовании.

**Ключевые слова:** турбулентность, вихревые потоки, потенциальный вихрь, обрушение волн Россби.

## INVESTIGATION OF FEATURES EDDY MOMENTUM AND HEAT FLUXES IN THE REGION OF JET STREAMS

V.N. Krupchatnikov<sup>1,2,4</sup>, A.V. Gochakov<sup>2</sup>, O.Yu. Antokhina<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics SB RAS,  
Novosibirsk*

<sup>2</sup>*Siberian Regional Research Hydrometeorological Institute, Novosibirsk*

<sup>3</sup>*V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk*

<sup>4</sup>*A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Moscow*

The eddy fluxes in the general circulation are often treating as turbulence, where eddies act to diffuse certain quasi conservative quantities, such as potential vorticity (PV), along isentropic surfaces in the free atmosphere.

The eddy fluxes are determined primarily by the eddy diffusivities and are down-gradient of the basic state PV field. Support for the turbulence approach stems from the fact that the eddy fluxes of PV in the free atmosphere are generally down-gradient in the long-term mean. In this article, we will discuss some results of the study of Rossby wave breaking processes in the region of a subtropical jet stream [1]. Many large-scale dynamic phenomena in the Earth's atmosphere are associated with the processes of propagation and breaking of Rossby waves [2–6]. Here we call attention to region of upgradient eddy PV fluxes in region of the jet in North Hemisphere associated with the overturning of Rossby waves. In some cases, the PV flow to the north turns out to be counter-gradient, and such flows result from non-linear wave breaking [7]. Also, it was noted in a number of studies that the Rossby wave breaking is one of the most important mechanisms for the interaction of the stratosphere and troposphere (for example, in [12]). The eddy momentum flux convergence and divergence near the tropopause correspond to northward and southward fluxes of PV. The northward PV flux is upgradient, and such fluxes have been arising from nonlinear wave breaking. However, one may intuitively expect that a baroclinic consumption of eddy kinetic energy is generally accompanied by an up-gradient eddy heat transport. These statements are proven to be true in our study.

**Key words:** *turbulence, eddy fluxes, potential vorticity, Rossby wave breaking.*

### Введение

Одной из наиболее ярких особенностей зонального среднего течения в атмосфере (рис. 1) является струя в верхней тропосфере, это локальный максимум зонального ветра. Два разных процесса могут быть ответственны за создание струй в атмосфере: один – это адвекция планетарного углового момента средней меридиональной циркуляцией (СМЦ), а другой – конвергенция вихревого потока импульса.

Поскольку СМЦ в тропиках вызывается в основном тепловыми процессами, для описания струи, создаваемой СМЦ, использовался термин

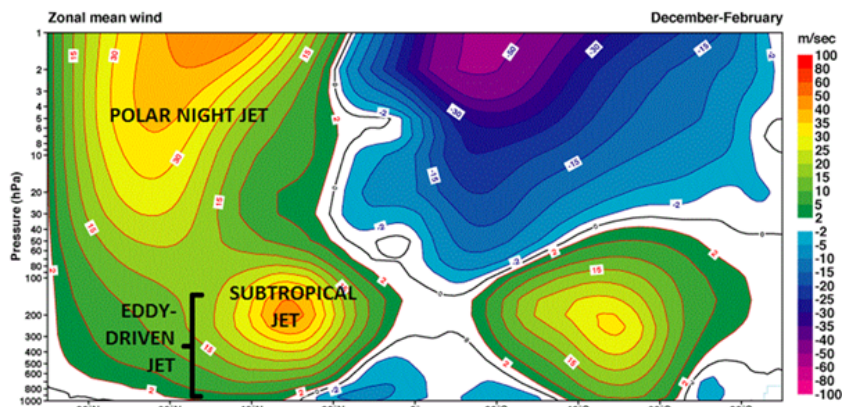


Рис. 1. Средний зональный ветер зим с 1957 по 2002 г., адаптировано из ERA-40 Atlas

«термическая струя», а струи, создаваемые конвергенцией потока вихревого импульса, назывались вихревыми струями.

Струя чисто термического форсинга может существовать только в осесимметричной модели без вихрей [2]. В тропосфере такая струя располагалась бы на субтропическом краю ячейки Хэдли, а струя вихревого форсинга располагалась бы внутри ячейки Ферреля.

Субтропическая струя обусловлена термически опрокидывающей циркуляцией между тропиками и субтропиками, и она в основном расположена на широте субтропиков ( $\sim 30^\circ$  с.ш.) вблизи тропопаузы, субтропическая струя расположена на краю ячейки Хэдли. Следовательно, перенос импульса, связанный с тропическими ячейками Хэдли, является ключевым процессом, ответственным за движение субтропических струйных течений.

### Данные и эксперимент

Использовалась климатология и многолетняя изменчивость обрушений волн Россби (ОВР), основанная на результатах, полученных в [1]. Для данных реанализов ERA-Interim (EI) и ERA5 (E5) была проведена процедура выделения первичных обрушений по уровням ПВ от 0,3 до 9,8 PVU (единицы потенциальной завихренности – potential vorticity units) с шагом 0,5 PVU на изэнтропической поверхности PV- $\theta$  350 K для 12:00 ВСВ. Первичные обрушения были подвергнуты процедуре фильтрации, исходя из критериев площади и протяженности областей обрушения. Авторами рассчитана и визуализирована климатология и многолетняя изменчивость обрушений волн Россби, в частности тренды толщины контура ПВ области

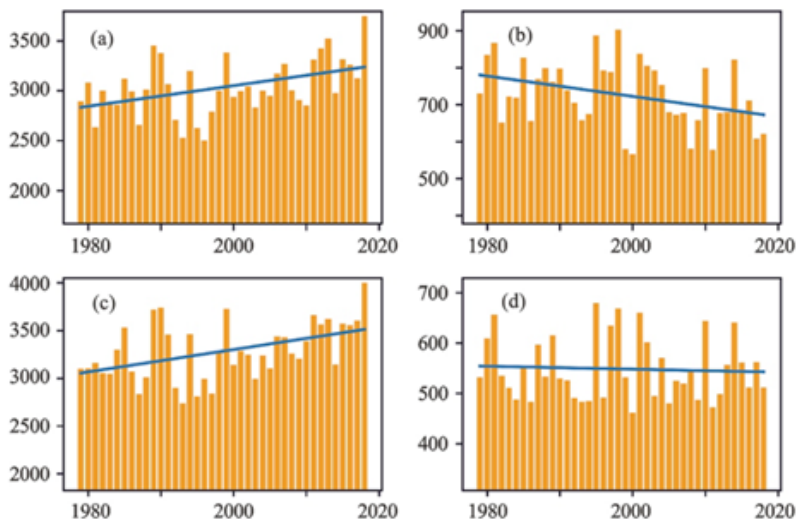


Рис. 2. Изменчивость годового числа обрушений с учетом количества дней и вовлеченных уровней обрушения (a, c) AC- и (b, d) C-типа для СП по двум реанализам: (a, b) ERA-Interim и (c, d) ERA5. (a) Тренд  $Tr = 10,35$ , значимость тренда  $p = 0,005$ ; (b)  $Tr = -2,76$ ,  $p = 0,022$ ; (c)  $Tr = 11,73$ ,  $p = 0,003$ ; (d)  $Tr = -0,30$ ,  $p = 0,732$

2–6 PVU для уровня 350 К, карты повторяемости зон ОВР и диаграммы изменчивости. Характеристики представлены в месячном и сезонном, а также в среднегодовом разрешениях. Результаты доступны по адресу <https://bit.ly/3oXBjG4>.

На рис. 2 приведены годовые характеристики параметров обрушений волн Россби для всего Северного полушария (СП), учитывающие количество дней с ОВР и количество уровней ПВ, участвующих в оценке обрушений по данным реанализа [9].

### Об особенностях вихревого импульса и тепловых потоков

Рассмотрим систему однородной несжимаемой жидкости:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} + f \cdot v - \frac{\partial h}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - f \cdot u - \frac{\partial h}{\partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0.\end{aligned}\tag{1}$$

Система (1) допускает следствие, которое известно как уравнение баротропного вихря:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -u \frac{\partial \xi}{\partial x} - v \frac{\partial \xi}{\partial y} - \beta v, \quad (2)$$

где  $\beta = \frac{df}{dy}$ .

Рассмотрим зональный поток  $\bar{U}(y)$ , который является точным решением системы (1). Уравнение для малых возмущений вихря относительно выбранного состояния имеет вид (с точностью до членов второго порядка малости  $O(\varepsilon^2)$ , где  $\varepsilon$  – амплитуда возмущений)

$$\frac{\partial \xi'}{\partial t} = -\bar{U}(y) \frac{\partial \xi'}{\partial x} - v' \left( \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial y} + \beta \right). \quad (3)$$

Умножим (3) на  $\xi'$  и усредним по  $x$ , в результате получим:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\xi'^2} = -\gamma \overline{v' \xi'}, \quad (4)$$

где  $\gamma = \frac{\partial}{\partial y} \left( f - \frac{\partial}{\partial y} \bar{U}(y) \right)$ .

Из (4) следует, что для растущих возмущений ( $\frac{\partial}{\partial t} \overline{\xi'^2} > 0$ ) поток вихря направлен по градиенту абсолютного вихря основного состояния, а для затухающих – против градиента абсолютного вихря основного состояния.

Немного теории из [10, 11]. Для начала нам нужно понять, что потоки импульса и завихренности просто связаны. Для бездивергентного потока (без учета сферической геометрии) имеем (с учетом форсинга и диссипации):

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \zeta'}{\partial x} - \gamma v' + S' - D' \quad \text{и} \quad \overline{v' \zeta'} = -\frac{\partial (\overline{u' v'})}{\partial y}.$$

Следовательно,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{u' v'})}{\partial y}, \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \overline{v' \zeta'} \quad \text{и} \quad \frac{\partial P}{\partial t} = -\overline{v' \xi'} + \frac{\overline{S' \xi'}}{\gamma} - \frac{\overline{D' \xi'}}{\gamma}.$$

Откуда следует (без учета форсинга и диссипации):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial t}, \quad \text{где} \quad P = \frac{1}{2\gamma} \overline{\xi'^2}.$$

Вихревая энергия не сохраняется в линейной модели, волна может обмениваться энергией со средним потоком. Из уравнения  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y}$ , умножая на  $\bar{u}$ , интегрируя по  $y$ , получим уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{1}{2} \bar{u}^2 dy = \int \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}.$$

Поскольку кинетическая энергия потока должна сохраняться, изменения зональной кинетической энергии должны компенсироваться изменениями энергии вихрей

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{1}{2} (\overline{u'^2 + v'^2}) dy = - \int \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}.$$

Глобально проинтегрированная кинетическая энергия вихрей затухает по мере того, как вихри распространяются из областей с большим зональным потоком в области с более слабым потоком, создавая **противогradientный поток импульса** [10].

### Вихревые потоки потенциального вихря и тепла вблизи субтропических струйных течений

#### *Вихревые потоки потенциального вихря*

Диффузионная роль вихрей в общей циркуляции приводит к градиентным потокам ПВ вида (например, [8]):

$$\overline{v'q'} = -D \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}.$$

Меридиональный вихревой поток ПВ формально соответствует волновому напряжению (дивергенция потока Е-Р) и действует как основной член вихревого воздействия в балансе среднезонального импульса.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}^* = \overline{v'q'} \quad (\text{в стационарном случае}) \quad f_0 \bar{v}^* = D \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}.$$

Соотношение «поток–градиент» формально основано на уравнении для ПВ – потенциальной энтропии (далее для простоты – энтропии), связанном с волновой активностью.

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\overline{q'^2}}{2} = \overline{S'q'} - \overline{v'q'} \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + o^3. \quad (5)$$

Пренебрежение нелинейными членами более высокого порядка приводит, в стационарном случае, к простому балансу

$$\overline{S'q'} = \overline{v'q'} \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}.$$

Для диссипативных процессов, точнее, процессов с диссипирующей энтропией (например,  $S' \approx -\varepsilon q'$ , с обратной скоростью затухания  $\varepsilon > 0$ ) в стационарном состоянии [13]:

$$\overline{\varepsilon q'^2} = -\overline{v'q'} \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}.$$

Учитывая, что левая часть всегда положительна, вихревой поток ПВ должен быть градиентным (обратного знака по отношению к фоновому градиенту ПВ), чтобы это соотношение сохранялось, что придает достоверность диффузионной картине вихревых потоков ПВ. Согласно уравнению (5), градиентные вихревые потоки ПВ соответствуют росту вихрей, а затухание вихрей может временно создавать противоградиентные вихревые потоки ПВ (например, [8, 11]).

Для обратимого роста и затухания противоградиентные вихревые потоки ПВ точно компенсируют градиентные потоки, что приводит к нулевому суммарному вихревому потоку ПВ. Однако если речь идет об обрушении волны, противоградиентные вихревые потоки ПВ во время затухания волны будут меньше по величине, чем градиентные вихревые потоки ПВ во время роста волны, что приводит в результате к градиентным вихревым потокам ПВ.

На рис. 3 показан сезонный цикл как функция широты на изоэнтропической поверхности 350 К, тенденции энтропии за счет вихревых потоков ПВ (отрицательные/положительные значения (синяя/красная заливка) от-

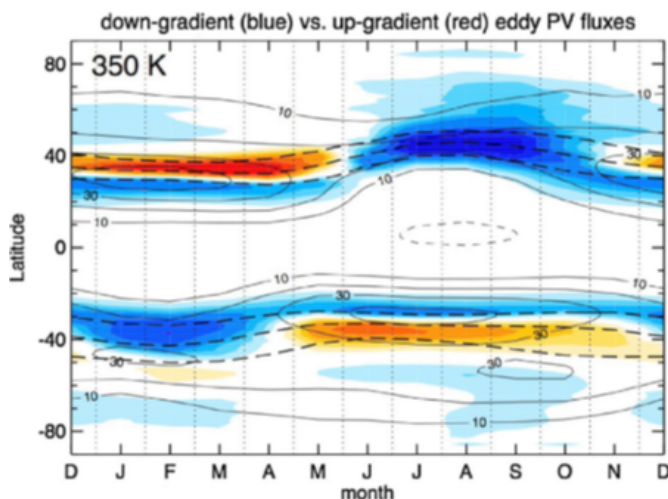


Рис. 3. Сезонный цикл как функция широты на изоэнтропической поверхности 350 К энтропии, обусловленной вихревыми потоками ПВ [8]

мечают градиентные/противоградиентные вихревые потоки ПВ и, следовательно, положительные/отрицательные тенденции энстрофии, из [8].

### *Вихревые потоки тепла*

В некоторых исследованиях (например, [16, 17]) показано, что противоградиентный перенос тепла крупномасштабными вихрями является общей чертой всей нижней стратосферы. Это, безусловно, приводит нас к мысли, что противоградиентный перенос тепла может быть основным фактором в поддержании положительного меридионального градиента температуры в нижней стратосфере, поскольку он предполагает конвергенцию тепла в высоких широтах и дивергенцию тепла в низких широтах, если тепловые потоки не пересекают экватор. Тогда возникает вопрос: почему крупномасштабные атмосферные движения организованы так, что горизонтальный вихревой перенос тепла в среднем противоградиентный в нижней стратосфере и верхней тропосфере, но градиентный нисходящий в тропосфере?

Стационарное уравнение вихревой потенциальной энергии (ВПЭ) [14] связывает поток тепла через средний температурный градиент  $(\overline{\vec{v}'T'} \cdot \nabla \bar{T})$ , скорость преобразования ВПЭ в кинетическую энергию вихря  $\left( \overline{w'T'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)$  и адвекцию ВПЭ  $\left( \bar{\vec{v}} \cdot \nabla \cdot \frac{\bar{T'^2}}{2} \right)$ . Если пренебречь источниками и диссипацией тепла и малой адвекцией ВПЭ вихревой скоростью, то можно записать

$$\bar{\vec{v}} \cdot \nabla \cdot \frac{\bar{T'^2}}{2} + \overline{\vec{v}'T'} \cdot \nabla \bar{T} + \overline{w'T'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \approx 0,$$

где  $\vec{v}$  – горизонтальная скорость,  $w$  – вертикальная скорость,  $T$  – температура; верхняя черта представляет среднее время по сравнению со временем жизни вихря, штрих – отклонение от среднего. В области бароклинных неустойчивых вихрей потеря ВПЭ за счет преобразования в кинетическую энергию вихрей  $\overline{w'T'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} > 0$  и ее перенос вниз по течению  $\bar{\vec{v}} \cdot \nabla \cdot \frac{\bar{T'^2}}{2} > 0$  уравновешиваются градиентным переносом тепла  $\overline{\vec{v}'T'} \cdot \nabla \bar{T} < 0$ . В областях затухания вихрей, с малым или отрицательным значением  $\overline{w'T'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$ , пространственное затухание вихрей  $\bar{\vec{v}} \cdot \nabla \cdot \frac{\bar{T'^2}}{2} < 0$  часто приводит к противоградиентному переносу тепла  $\overline{\vec{v}'T'} \cdot \nabla \bar{T} > 0$ .



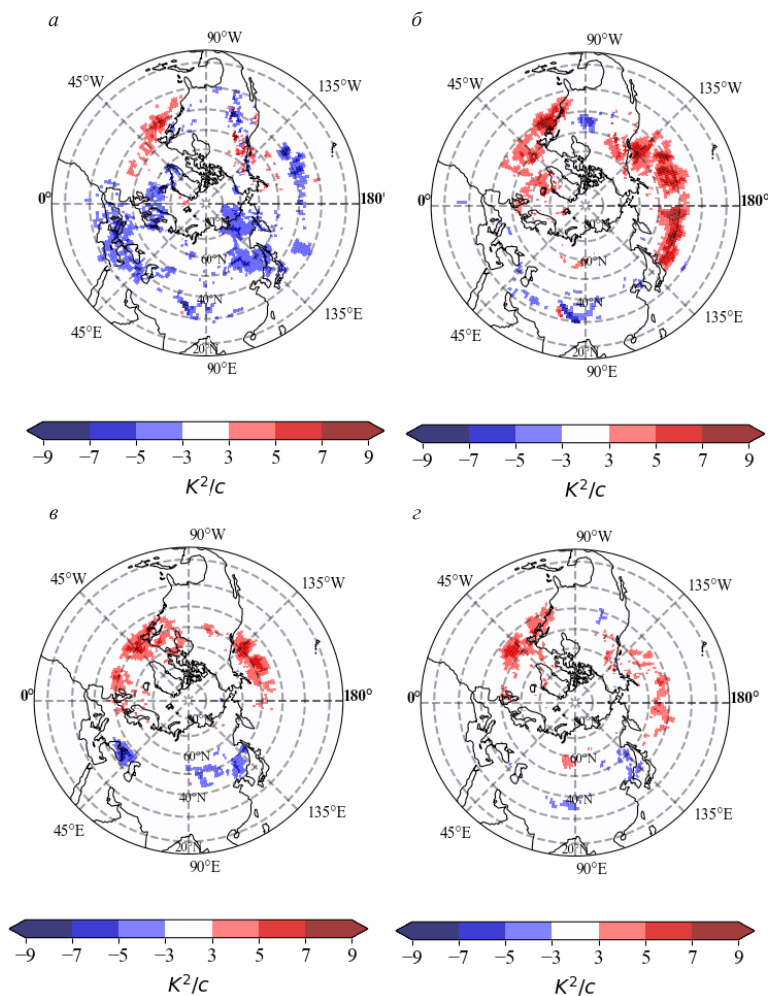


Рис. 4. Градиентные и противогradientные вихревые потоки тепла по данным реанализа ERA5 для сезонов: зима (*a*), весна (*б*), лето (*в*) и осень (*г*)

На рис. 4 представлены результаты вычисления градиентных и про-  
тивогradientных вихревых потоков тепла на поверхности 200 гПа на  
основе данных реанализа ERA5 для всех сезонов.

Для выявления долговременной изменчивости вихревых потоков  
тепла за каждый день летнего (JJA) и зимнего (DJF) периодов были от-  
дельно просуммированы положительные (gradientные) и отрицательные  
(противогradientные) потоки в каждом узле сетки для всех долгот от 0 до

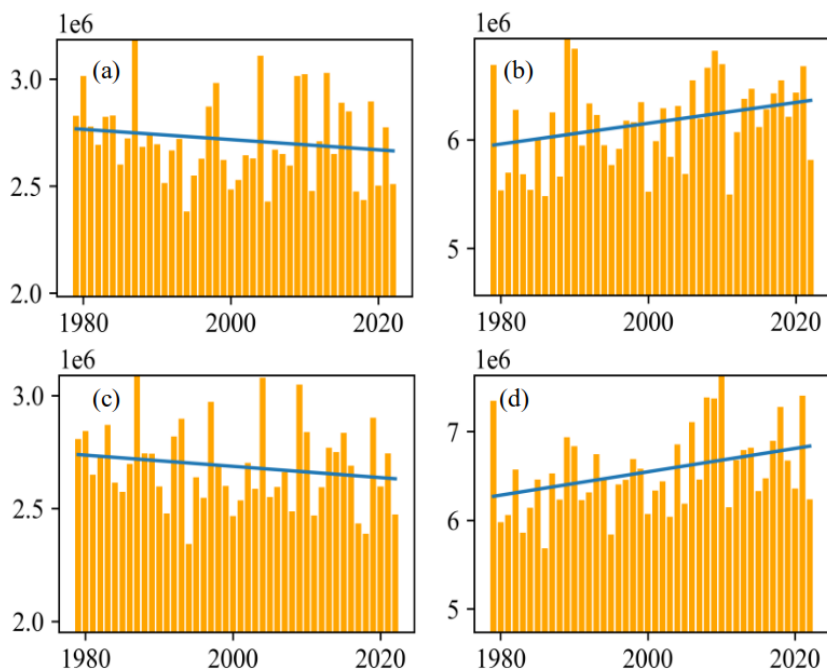


Рис. 5. Изменчивость суммарного вихревого потока тепла в области  $20\text{--}50^\circ$  с.ш. для летнего (а, с) и зимнего (b, d) периодов для положительных (а, b) и отрицательных значений (с, d). (а) Тренд  $\text{Tr} = -2395$ , значимость тренда  $p = 0,312$ ; (b)  $\text{Tr} = 9561$ ,  $p = 0,043$ ; (с)  $\text{Tr} = 2488$ ,  $p = 0,251$ ; (d)  $\text{Tr} = 13\,160$ ,  $p = 0,015$

360 для субтропической зоны ( $20\text{--}50^\circ$  с.ш.). На рис. 5 видно, что для зимнего периода и для положительных, и для отрицательных потоков присутствует значимый положительный тренд, тогда как для летнего периода – отрицательный тренд, однако его значимость не высока (70 и 80 % для положительных и отрицательных потоков соответственно). Результаты, полученные для зимнего периода, согласуются с положительным трендом в количестве антициклонических опрокидываний (см. рис. 2), а результаты для летнего периода в большей степени схожи с результатами для циклонического типа (см. рис. 2), для которых тренд либо отсутствует, либо является отрицательным.

### Заключение

На основе метода идентификации и кластеризации событий обрушения волн Росси, представленного в [1], исследуются климатология и из-

менчивость антициклонического (типа АС) и циклонического (типа С) обрушений в субтропической области струйных течений.

- Интенсивность обрушений типа АС для всего Северного полушария хорошо согласуется для двух наборов данных и демонстрирует значительный положительный тренд. Это соответствует данным, полученным в [12], но тенденция, обнаруженная в настоящем исследовании, более выражена. Согласно двум реанализам, циклонические ОВР менее последовательны, и только ERA-Interim показывает значительный компонент отрицательно-го тренда.

- Для атмосферы со слоистой структурой, особенно для одного слоя, такого как нижняя стратосфера и верхняя тропосфера, аналитический подход невозможен из-за сложности проблемы. Однако можно интуитивно ожидать, что бароклинное потребление вихревой кинетической энергии обычно сопровождается противогradientным вихревым переносом тепла. Эти утверждения подтверждаются в нашем исследовании.

### Литература

1. Gochakov A.V., Antokhina O.Yu., Krupchatnikov V.N., Martynova Yu.V. Long-term Variability of Rossby Wave Breaking in the Subtropical Jet Stream Area // *Russian Meteorology and Hydrology*. 2022. Vol. 47, No. 2. P. 79–88.
2. Held I.M., Hou A.Y. Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere // *J. Atmos. Sci.* 1980. Vol. 37. P. 515–533. DOI: 10.1175/1520-0469(1980)037<0515:NASCIA>2.0.CO;2.
3. Barnes E.A., Hartmann D.L. Detection of Rossby wave breaking and its response to shifts of the midlatitude jet with climate change // *J Geophys Res Atm.* 2012. Vol. 117, No. D9. DOI: 10.1029/2012JD017469.
4. Krupchatnikov V.N., Borovko I.V. Rossby wave breaking and blocking events associated with some atmospheric circulation regimes in the Northern Hemisphere based on a climate system model (PlaSim-ICMMG-1.0) // *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 2020. Vol. 611. P. 012015. DOI: 10.1088/1755-1315/611/1/012015.
5. Lupo A., Jensen A., Mokhov I., Timazhev A., Eichler T., Efe B. Changes in Global Blocking Character in Recent Decades // *Atmosphere*. 2019. Vol. 10, No. 2. P. 92. DOI: 10.3390/atmos10020092.
6. Maher P., Kelleher M.E., Sansom P.G., Metthven J. Is the subtropical jet shifting poleward? // *Climate Dynamics*. 2019. Vol. 54, No. 3–4. P. 1741–1759.
7. McIntyre M.E., Palmer T.N. Breaking planetary waves in the stratosphere // *Nature*. 1983. Vol. 305. P. 593–600.
8. Birner T., Thompson D.W., Shepherd T.G. Up-gradient eddy fluxes of potential vorticity near the subtropical jet // *Geophys Res Lett.* 2013. Vol. 40. P. 5988–5993.
9. Hersbach H., Bell B., Berrisford P., Hirahara S., Horányi A., Muñoz-Sabater J. *et al.* The ERA5 global reanalysis // *Quart J Royal Meteorol Soc.* 2020. Vol. 146. P. 1999–2049. DOI: <https://doi.org/10.1002/qj.3803>.

10. *Salmon R., Held I.M., Fields J., Thiffeault J.L.* The General circulation of the atmosphere: 2000 program in Geophysical Fluid Dynamics. Woods Hole Oceanographic Institution. 2001. DOI: 10.1575/1912/15.
11. *Крупчатников В.Н., Курбаткин Г.П.* Моделирование крупномасштабной динамики атмосферы. Численные методы. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1991. 169 с.
12. *Jing P., Banerjee S.* Rossby wave breaking and isentropic stratosphere-troposphere exchange during 1981–2015 in the northern hemisphere // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2018. Vol. 123. P. 9011–9025.
13. *Andrews D.G.* A conservation law for small-amplitude quasi-geostrophic disturbances on a zonally asymmetric basic flow // *J. Atmos. Sci.* 1983. Vol. 40. P. 85–90.
14. *Holland W.R., Rhines P.B.* An example of eddy-induced ocean circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. Vol. 10. P. 1010–1031.
15. *White R.M.* The Counter-Gradient Flux of Sensible Heat in the Lower Stratosphere // *Tellus.* 1954. Vol. 6, No. 2. P. 177–179. DOI: 10.3402/tellusa.v6i2.8724.
16. *Peng L.* Stratospheric Wind Temperature and Isobaric Height Conditions During the IGY Period: Part II. Report No. 10, Planetary Circulation Project, Dept. of Meteor., Mass. Inst. of Tech. 1963. P. 1–208.
17. *Murakami T.* Stratospheric Wind Temperature and Isobaric Height Conditions During the IGY Period. Part I. Report No. 5, Planetary Circulation Project, Dept. of Meteor., Mass. Inst. Tech. 1962. P. 1–213.