

УДК 550.385+532.526

О МЕХАНИЗМЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТРАНСПОРТА ИОНОВ И АТОМОВ МЕТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ МЕЗОСФЕРЫ К НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ

© 2012 г. О.Г. Чхетиани^{1,2}, С.Л. Шалимов^{2,3}

¹ Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия

² Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

³ Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

Рассмотрены транспортные свойства вторичных вихревых структур, развивающихся на высотах перехода от мезосферы к нижней термосфере. Показано, что многомасштабное развитие вихревых структур в нижней ионосфере может приводить к интенсивному тепломассопереносу. Эти процессы способны существенно влиять на рециркуляцию атомов и ионов металлов, которые аккумулируются термическими приливами именно на этих высотах.

Ключевые слова: мезосфера, нижняя термосфера, неустойчивость экмановского типа, вихревые структуры, транспорт ионов и атомов металла

Введение

В последние годы получены новые экспериментальные результаты по динамике нижней ионосферы, т.е. области перехода от мезосферы к нижней термосфере на высотах 90–115 км [Hysell et al., 2004; Larsen et al., 2004; Bishop et al., 2005; Chu et al., 2007]. Результаты указывают на то, что названная область является уникальным местом формирования структур различного типа. На этих высотах среда представляет собой слабоионизованную плазму, погруженную в геомагнитное поле. Согласно эксперименту, в рассматриваемой области и в нейтральной, и в плазменной компоненте (несмотря на их турбулизованное состояние) часто присутствуют упорядоченные (квазипериодические) и вихревые структуры (роллы) с горизонтальной осью, ориентированной под углом к зональному направлению [Larsen et al., 2007]. Пространственные масштабы этих структурных образований по вертикали составляют около нескольких километров, временные – 1–3 часа. Формирование структур с подобными пространственно-временными масштабами нельзя объяснить развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [Larsen et al., 2004]. Более того, наблюдаемые профили ветра демонстрируют хорошо развитую спираль годографа вектора скорости [Rosenberg, 1968; Larsen, 2002], аналогичную хорошо известной экмановской спирали, наблюдаемой в атмосферном пограничном слое при условиях близких к нейтральным [Браун, 1978]. Течения такого типа неустойчивы к образованию периодических структур валикового типа. Наблюдаются два типа неустойчивости [Lilly, 1966]. Первая – длинноволновая с горизонтальным безразмерным волновым числом ~ 0.3 и критическим числом Рейнольдса ~ 55 (так называемая параллельная неустойчивость). Число Рейнольдса экмановского слоя определяется как $Re = (U h_E / K) = U / (K \Omega)^{1/2}$, где U – скорость геострофического ветра. В качестве масштаба обезразмеривания выступает толщина экмановского слоя, определяемая как $h_E = (K / \Omega)^{1/2}$, где K – турбулентная вязкость, Ω – параметр Кориолиса. Энергия возмущений параллельной неустойчивости извлекается из геострофической компоненты ветра. Структуры, образующиеся при развитии этой неустойчивости, по-

вернуты на 23° по часовой стрелке [Lilly, 1966] относительно направления геострофического ветра.

Вторая неустойчивая ветвь (горизонтальное волновое число ~ 0.5 , критическое число Рейнольдса ~ 120) связана с наличием точки перегиба на профиле агеострофической компоненты ветра и наблюдается в условиях как нейтрального, устойчивого, так и слабонеустойчивого пограничных слоев. Структуры этой ветви повернуты на 7° против часовой стрелки относительно направления геострофического ветра. Развитая валиковая циркуляция в атмосферном пограничном слое устойчива [Faller, Kaylor, 1967; Михайлова, Орданович, 1991], и ее вихри обеспечивают до 50% всего тепломассопереноса [Chou, Ferguson, 1991]. Значительное влияние на развитие вторичных вихревых структур и их динамику оказывают спиральность профиля ветра и обусловленная ею спиральность турбулентности атмосферного пограничного слоя [Чхетиани, 2001; Пономарев и др., 2007].

Наличие экмановского профиля ветра на высотах мезосферы–термосферы также определенно указывает на отличие от нуля спиральности течения в этой области. Для измеренных профилей скорости [Chu et al., 2007; Larsen et al., 2010] величины спиральности оказываются равными $0.1\text{--}1$ м/с² [Чхетиани, Шалимов, 2010]. Оцениваемая по разрушению внутренних волн турбулентная вязкость равна $100\text{--}1000$ м²/с [Hocking, 1999]. Моделирование развития турбулентности в условиях мезосферы [Fritts et al., 2003] показывает, что неустойчивость сдвиговых течений (в работе рассматривалась лишь неустойчивость Кельвина–Гельмгольца) более существенна и имеет бóльшие динамические эффекты, чем процессы разрушения внутренних гравитационных волн. При указанных выше величинах физических параметров число Рейнольдса лежит в диапазоне $200\text{--}1500$, превышая свои критические уровни.

Таким образом, при формировании профиля скорости экмановского типа в слое *E* создаются условия для возникновения периодических вытянутых валиковых структур [Чхетиани, Шалимов, 2010]. Для типичного профиля ветра на высотах мезосферы–термосферы получается наблюдаемая в эксперименте ориентация образующихся здесь крупномасштабных структур в нейтральной компоненте (а, следовательно, из-за большой частоты столкновений ионов и нейтральных частиц и в плазменной).

Эти экспериментальные и аналитические исследования указывают на то, что нижняя ионосфера также может обладать специфическими транспортными свойствами.

В настоящей работе рассмотрены именно транспортные свойства вторичных вихревых структур, развивающихся на высотах перехода от мезосферы к нижней термосфере, и показано, что многомасштабное развитие вихревых структур в нижней ионосфере может приводить к интенсивному тепломассопереносу. Как оказалось, эти процессы способны существенно влиять на рециркуляцию атомов и ионов металлов, которые аккумулируются термическими приливами именно на этих высотах.

Атомы металла в области верхняя мезосфера–нижняя термосфера

Своеобразным трассером (от английского термина *tracer*) нейтральных движений в *E*-области ионосферы (высоты $80\text{--}30$ км) служат ионы металлов, образующиеся в результате ионизации соответствующих атомов после абляции метеоров. Большое время рекомбинации этих ионов обеспечивает их присутствие и в ночной ионосфере. Постоянные движения в нейтральной компоненте (в первую очередь, это наиболее мощные термические приливы), плотность которой на много порядков превосходит плотность плазмы, вовлекают ионы в свое движение, что возможно в нижней ионосфере, поскольку в ней ионы, в отличие от электронов, не замагничены. Однако при движении ионов поперек геомагнитного поля возникает сила Лоренца. Если представить спираль Экмана

термического прилива в виде ветрового сдвига – шира (от английского термина *shear*), как это обычно делалось в двумерных моделях, то совместное действие шира и силы Лоренца приводит к формированию слоев металлических ионов в ночной нижней ионосфере [Kelley, 1989]. Именно исследование этих так называемых спорадических слоев *E* (*Es*) посредством радиозондов и когерентных радаров позволило обнаружить плазменные структуры в нижней ионосфере (см., например, [Hysell et al., 2004]).

Продвигаясь вслед за фазой термического прилива вниз, ионы металлов в составе спорадических слоев *E* оказываются на высотах менее 100 км, где их взаимодействие с CO_2 и H_2O приводит к образованию стабильных ионных кластеров (например, $\text{Na}\cdot\text{N}_2^+$). Эти кластеры после реакции диссоциативной рекомбинации достаточно быстро производят атомы Na [Cox, Plane, 1998]. Таким образом, если в течение суток следить за полным содержанием числа атомов Na в атмосферном столбе единичного сечения, иногда можно зарегистрировать внезапный рост их концентрации, обусловленный совместным вкладом фотохимии и термического прилива. Однако в настоящей работе мы не рассматриваем такое внезапное увеличение полного содержания атомов Na в столбе. Мы полагаем, что их число в среднем за день приблизительно постоянно (это соответствует эксперименту [Clemesha et al., 1982]) и составляет $5\cdot 10^9$ атомов/см² [Plane, 2004].

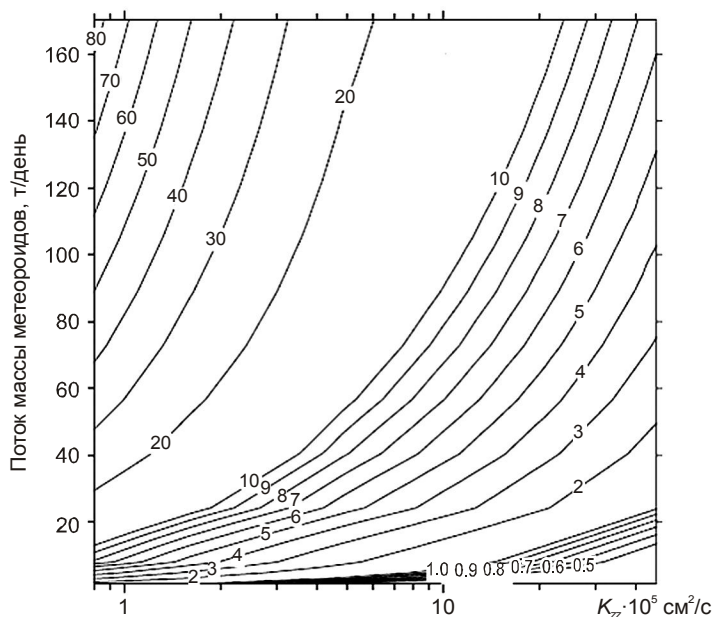
Далее речь пойдет только об атомах Na, поскольку именно этот элемент и процессы, связанные с ним, изучены наиболее полно. Согласно наблюдениям [Gerding et al., 2000], максимальная концентрация атомов Na отмечается на высоте около 90 км. Выше доминируют химические процессы, при которых атомы Na ионизируются в основном в результате перезарядки с основными ионами NO^+ и O_2^+ и в меньшей степени за счет фотоионизации. В свою очередь, ионы Na^+ нейтрализуются посредством образования кластерных ионов с их последующей диссоциативной рекомбинацией. На высотах менее 90 км атомы Na конвертируются в NaHCO_3 посредством серии реакций, которая начинается с окисления Na озоном O_3 . Однако, как было недавно установлено [Self, Plane, 2002], время жизни NaHCO_3 в процессе фотолиза на высотах, соответствующих верхней мезосфере–нижней термосфере, составляет всего лишь несколько часов, и после его распада атомы Na снова высвобождаются. Таким образом, в течение дня в области ниже 90 км в результате фотолиза NaHCO_3 должно было бы происходить заметное увеличение атомов Na, что, однако, не наблюдается. Одно из объяснений этого факта – быстрое удаление NaHCO_3 из области его образования. Механизмы этого явления до конца не ясны, но можно полагать, что они связаны с быстрым вертикальным транспортом за счет турбулентной диффузии и/или диффузии, обусловленной развитием вихревых структур (они, как было отмечено во Введении, развиваются и на рассматриваемых высотах вследствие неустойчивостей экмановского типа).

Как известно, в верхнюю мезосферу–нижнюю термосферу атомы металлов (Fe, Na, Mg и др.) попадают в результате абляции метеороидов, обеспечивающей гораздо больший поток массы, чем метеорные ливни [Baggaley, 2002]. Однако средний поток массы метеороидов известен с большой неопределенностью. Так, до 90-х годов прошлого века оценки потока массы по измерениям с помощью метеорных радаров давали для всей Земли величину около 44 т/день [Hughes, 1978]. Учет недостатков этого метода регистрации (зеркальное отражение от метеорного следа на одной длине волны, откуда масса и скорость метеороида определяются косвенно) привел к пересмотру оценок, которые были увеличены в 2–3 раза [Hughes, 1997]. По измерению содержания иридия в осадках океанического дна поток массы оценивался как 240 т/день [Wasson, Kyte, 1987]. Оценка, полученная недавно с помощью детектора *LDEF (Long Duration Exposure Facility)*, установленного на спутнике и регистрирующего в течение нескольких лет ударные кратеры, обусловленные малыми частицами, лежит в интервале 80–130 т/день

[*McBride et al.*, 1999]. Анализ частиц стратосферного аэрозоля показал, что 50% частиц в нижней стратосфере содержат от 0.5 до 1% метеорного железа по массе, что позволяет оценить поток массы от 20 до 100 т/день [*Cziczo et al.*, 2001]. Непосредственные наблюдения облака плазмы при вторжении частицы в атмосферу с помощью радиотелескопа в Аресибо (Пуэрто-Рико) давали более умеренную оценку потока массы – около 10 т/день [*Mathews et al.*, 2001].

Таким образом, согласно наблюдениям, поток массы метеороидов варьирует в достаточно широком диапазоне – от 10 до 240 т/день. Следовательно, при сохранении полного содержания атомов Na в столбе единичного сечения диффузионный поток (или коэффициент диффузии), обеспечивающий баланс полного содержания, также может меняться в широком диапазоне.

Чувствительность полного содержания атомов Na к потоку массы и коэффициенту диффузии проверена на нестационарной модели слоя Na в работе [*Plane*, 2004], автором которой численно решены уравнения непрерывности для основных компонент – Na, Na⁺, NaHCO₃; остальные компоненты, участвующие в химическом цикле реакций, находились в стационарном состоянии. Результат решения показан на рисунке, где на горизонтальной оси – значения K_{zz} в логарифмическом масштабе; цифры на кривых – содержание Na, $n \cdot 10^9$ атомов/см². Распределение масс и скоростей взято по измерениям прибора *LDEF*, установленного на спутнике. Типичная концентрация атомов Na в единичном столбе составляет $5 \cdot 10^9$ атомов/см² для 40° с.ш. в зимний сезон [*Plane*, 2004].



Зависимость средней дневной концентрации Na в единичном столбе от глобальной скорости поступления метеороидов и среднего эффективного коэффициента диффузии между высотами 80 и 90 км. Описание см. в тексте

Видно, что полное содержание Na в единичном столбе, принимаемое равным $5 \cdot 10^9$ атомов/см², может быть обусловлено набором двух параметров – потока массы метеороидов и коэффициента диффузии. В частности, потоку метеороидов 20 т/день соответствует $K_{zz} = 3 \cdot 10^5$ см²/с, что близко к оценкам, следующим из параметризации вклада импульса внутренних гравитационных волн на этих высотах [*Chabrilat et al.*, 2002]. Если поток массы считать равным 40–50 т/день [*Hughes*, 1978], то ему будет соответствовать коэффициент диффузии $K_{zz} = 10^6$ см²/с, что согласуется с оценками по скорости диссипации энергии внутренних гравитационных волн в области перехода от верхней мезосферы к нижней термосфере [*Hocking*, 1990]. В то же время величине потока 100 т/день соответствует $K_{zz} = 3 \cdot 10^6$ см²/с, что может быть обусловлено дополнительным переносом (например, посредством роллов).

Оценки коэффициентов массопереноса

Оценим возможный вклад роллов в диффузионный поток. Как уже было отмечено, в области перехода от мезосферы к нижней термосфере имеет место как турбулизация среды, так и развитие когерентных структур. В качестве механизма воспроизводства турбулентности в рассматриваемой области часто предлагается использовать процессы разрушения внутренних волн. На этой основе построено большинство оценок турбулентной диссипации, характерных масштабов и профилей турбулентной диффузии. Наблюдаемые сильные сдвиги скорости ветра, подверженные действию силы Кориолиса, позволяют сделать вывод, что классические механизмы турбулентности из-за действия гидродинамических неустойчивостей с последующим каскадом также могут иметь место. Определенные подтверждения этому находят как в наблюдениях спектров турбулентности, близких к колмогоровским ($-5/3$), так и в результатах численного моделирования [Fritts *et al.*, 2003].

Исходя из наблюдаемых профилей скорости в рамках представления типа Колмогорова–Прандтля, нетрудно получить профили турбулентной вязкости:

$$K(z) \approx c \left(\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right)^{1/2} l^2.$$

Здесь c – коэффициент порядка единицы; U , V – зональная и меридиональная компоненты скорости; l – длина перемешивания, которая имеет значения порядка внешнего масштаба турбулентности. На масштабах, существенно меньших этой длины, турбулентность можно считать однородной. Из наблюдений следует, что длину перемешивания можно оценивать как масштаб, ниже которого наблюдается область колмогоровского скейлинга. В условиях рассматриваемой области перехода от мезосферы к нижней термосфере, основываясь, например, на данных из [Thrane, Grandal, 1981; Thrane *et al.*, 1987], длину перемешивания можно оценивать в ~ 100 м (для сравнения укажем, что длина перемешивания для условий атмосферного пограничного слоя достигает 30 м). Далее, исходя из данных о градиентах вертикальных компонент скорости ветра на высотах в зоне перехода, получим $K \approx 100\text{--}500 \text{ м}^2/\text{с}$.

Близкие по порядку величины турбулентной вязкости получаются при предположении о реализации квазистационарных профилей экмановского типа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(K(z) \left(\frac{\partial U}{\partial z} - g \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right) + 2\Omega(V - V_G) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(K(z) \left(\frac{\partial V}{\partial z} + g \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right) + 2\Omega(U - U_G) &= 0. \end{aligned}$$

Здесь g – параметр турбулентной спиральности; U_G , V_G – скорости ветра на верхней границе; Ω – вертикальная компонента параметра Кориолиса. Турбулентная диффузия пропорциональна турбулентной вязкости $D = K / \text{Pr}$, где Pr – турбулентное число Прандтля, равное ≈ 0.7 .

Неустойчивости течений с экмановскими профилями приводят к образованию горизонтально ориентированных валиковых циркуляционных структур [Чхетиани, Шалимов, 2010]. Поэтому на обычный диффузионный перенос накладывается перенос в поле периодических вихревых ячеек. Как известно, в этом случае происходит интенсификация диффузионного процесса. Детальный физический анализ этого явления приводится в [Чукбар, 2008]; подробный и обширный обзор исследований, связанных с ним, можно найти в [Majda, Kramer, 1999].

Для пространственно-периодического в горизонтальном направлении течения при отсутствии средненаправленного движения эффективная диффузия имеет вид [Осипенко и др., 1987; Rosenbluth et al., 1987]:

$$D_{\perp}^{eff} \approx DPe^{1/2},$$

где $Pe = UL / D$ – число Пекле; D – фоновая (в данном случае турбулентная диффузия); U, L – масштабы скорости и пространственного периода течения. Эффективность здесь понимается как описание диффузии в горизонтальном направлении на масштабах, много больших периода циркуляционного движения в структурах, т.е. после пространственного усреднения. Для условий области перехода мезосфера–нижняя термосфера это масштабы от 100 км.

В качестве характерного пространственного масштаба в экмановских слоях можно использовать толщину слоя Экмана – $h_E = (K/\Omega)^{1/2}$, которой и будет близок период вторичных структур L . Характерный масштаб компонент скорости, участвующих в циркуляционном движении, – $U \approx \alpha G$ ($\alpha \approx 0.05$, $G = (U_G^2 + V_G^2)^{1/2}$) [Пономарев и др., 2007], и тогда имеем $D_{\perp}^{eff} \approx \alpha^{1/2} Pr^{-1/2} \Omega^{-1/4} K^{3/4} G^{1/2}$.

Для $Pr=0.7$, $\Omega \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, $G \approx 30 \text{ м/с}$ получим $D_{\perp}^{eff} \approx 16 K^{3/4} \text{ м}^2/\text{с}$. При сравнительно небольших величинах турбулентной вязкости ($K=50-100 \text{ м}^2/\text{с}$) эффективная горизонтальная диффузия будет равна 300–500 $\text{м}^2/\text{с}$. Для вертикальной же диффузии оценку получим из предположения, что за время τ , в течение которого частица продиффундирует в горизонтальном направлении на расстояние порядка горизонтального масштаба ролла, она пересечет и слой масштаба H со структурами в вертикальном направлении. Тогда $H^2 \approx D_z^{eff} \tau$ и $L^2 \approx D_{\perp}^{eff} \tau$, так что $D_z^{eff} \approx (H/L)^2 D_{\perp}^{eff}$. Соотношение H/L можно оценить из теории устойчивости экмановского слоя [Lilly, 1966], согласно которой безразмерное на вертикальный масштаб горизонтальное волновое число неустойчивой моды лежит в диапазоне 0.3–0.5, откуда $D_z^{eff} \approx (0.1-0.3) D_{\perp}^{eff}$. При указанных небольших величинах турбулентной вязкости $K=50-100 \text{ м}^2/\text{с}$ и скорости ветра $G \approx 30 \text{ м/с}$ получаем для эффективной вертикальной диффузии $D_z^{eff} \approx 30-150 \text{ м}^2/\text{с}$, что сопоставимо (или превосходит) величины турбулентной диффузии. Таким образом, учет когерентных структур, возникающих в области перехода от мезосферы к нижней термосфере вследствие гидродинамических неустойчивостей экмановского типа увеличивает скорость вертикального диффузионного перемешивания, по меньшей мере, в 2 раза.

Заключение

Приведенные оценки показывают, что при сравнительно небольших коэффициентах турбулентной вязкости эффективная скорость перемешивания может удваиваться, если в процессе участвуют когерентные структуры, причем $D_z^{eff} \sim K^{3/4}$. Соответственно, это меняет представление о потоке массы метеороидов, падающих на Землю. Так, в работе [Plane, 2004] поток оценивался как 20 т/сут, что согласно рисунку соответствует коэффициенту турбулентной диффузии около $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$. Наши оценки, сделанные при эффективном коэффициенте диффузии порядка $20 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, приводят к величине около 60 т/сут. Следовательно, развитие когерентных структур необходимо учитывать в моделях транспорта атомов металла в верхней атмосфере.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 09-05-01145, 12-05-01008).

Литература

- Браун Р.А. Аналитические методы моделирования планетарного пограничного слоя. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 150 с.
- Михайлова Л.А., Орданович А.Е. Когерентные структуры в пограничном слое атмосферы // ФАО. 1991. Т. 27. С.593–601.
- Осипенко М.В., Погуце О.П., Чудин Н.В. Диффузия плазмы на решетке вихрей // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С.953–960.
- Пономарев В.М., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В. Нелинейная динамика крупномасштабных вихревых структур в турбулентном экмановском слое // Механика жидкости и газа. 2007. № 4. С.72–82.
- Чхетиани О.Г. О спиральной структуре экмановского пограничного слоя // Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37, № 5. С.614–620.
- Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л. Спиральность в верхней атмосфере и неустойчивости экмановского типа // Докл. РАН. 2010. Т. 431, № 1. С.113–118.
- Чукбар К.В. Лекции по явлениям переноса в плазме. Долгопрудный: ИД Интеллект, 2008. 257 с.
- Baggaley W.J. Radar observations // *Meteors in the Earth's Atmosphere* / Eds. E. Murad, I.P. Williams. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. P.123–148.
- Bishop R.L., Earle G.D., Larsen M.F., Swenson C.M., Carlson C.G., Roddy P.A., Fish C., Bullett T.W. Sequential observations of the local neutral wind field structure associated with E region plasma layers // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110, A04309, doi: 10.1029/2004JA010686.
- Chabrilat S., Kockarts G., Fonteyn D., Brasseur G. Impact of molecular diffusion on the CO₂ distribution and the temperature in the mesosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P.1729–1733.
- Chou S.H., Ferguson M.P. Heat fluxes and roll circulation over the western gulf stream during an intense cold air outbreak // *Bound. Layer Meteor.* 1991. V. 65. P.215–228.
- Chu Y.H., Su C.L., Larsen M.F., Chao C.K. First measurements of neutral wind and turbulence in the mesosphere and lower thermosphere over Taiwan with chemical release experiment // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, A02301, doi: 10.1029/2005JA011560.
- Clemesha B.R., Simonich D.M., Batista P.P., Kirchhoff V. The Diurnal-Variation of Atmospheric Sodium // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P.181–186.
- Cox R.M., Plane J.M. An ion-molecule mechanism for the formation of neutral sporadic Na layers // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P.6349–6360.
- Cziczko D.J., Thomson D.S., Murphy D.M. Ablation, flux, and atmospheric implications of meteors inferred from stratospheric aerosol // *Science*. 2001. V. 291. P.1772–1775.
- Faller A.J., Kaylor R. Instability of the Ekman spiral with application to the planetary boundary layer // *Phys. Fluids*. 1967. V. 9. P.212–220.
- Fritts D.C., Bizon C., Werne J.A., Meyer C.K. Layering accompanying turbulence generation due to shear instability and gravity-wave breaking // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. Issue D8. pp. PMR 20-1, CiteID 8452, DOI 10.1029/2002JD002406
- Gerding M., Alpers M., von Zahn U., Rollason R.J., Plane J. M. The atmospheric Ca and Ca⁺ layers: Midlatitude observations and modeling // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P.27131–27146.
- Hocking W. Turbulence in the region 80–120 km // *Adv. Space Res.* 1990. V. 10. P.153–161.
- Hocking W.K. The dynamical parameters of turbulence theory as they apply to middle atmosphere studies // *Earth Planets Space*. 1999. V. 51, N 7/8. P.525–541.
- Hughes D.W. *Meteors* // *Cosmic Dust* / Ed. J. A. M. McDonnell. London: Wiley, 1978. P.123–185.
- Hughes D.W. *Meteors and cosmic dust* // *Endeavour*, 1997. V. 21. P.31–35.
- Hysell D.L., Larsen M.F., Zhou Q.H. Common volume coherent and incoherent scatter radar observations of mid-latitude sporadic E layers and QP echoes // *Ann. Geophys.* 2004. V. 22. P.3277–3287.
- Kelley M.C. *The Earth's ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics*. San Diego, Calif.: Academic Publ. Comp., 1989. 485 p.
- Larsen M.F. Winds and shears in the mesosphere and lower thermosphere: Results from four decades of chemical release wind measurements // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107, N A8. 1215. SIA 28-1–28-29.
- Larsen M.F., Liu A.Z., Gardner C.S., Kelley M.C., Collins S., Friedman J., Hecht J.H. Observations of overturning in the upper mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. D02S04, doi: 10.1029/2002JD003067.

- Larsen M.F., Hysell D.L., Zhou Q.H., Smith S.M., Friedman J., Bishop R.L. Imaging coherent scatter radar, incoherent scatter radar, and optical observations of quasiperiodic structures associated with sporadic E layers // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, Issue A6. CiteID A06321.
- Lilly D.K. On the instability of Ekman boundary flow // *J. Atm. Sci.* 1966. V. 23. P.481–494.
- Majda A.J., Kramer P.R. Simplified models for turbulent diffusion: Theory, numerical modelling, and physical phenomena // *Physics Reports.* 1999. V. 314. P.237–574.
- Mathews J.D., Janches D., Meisel D.D., Zhou Q.H. The micrometeoroid mass flux into the upper atmosphere: Arecibo results and a comparison with prior estimates // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P.1929–1932.
- McBride N., Green S.F., McDonnell J.A.M. Meteoroids and small sized debris in Low Earth Orbit and at 1 au: Results of recent modeling // *Adv. Space Res.* 1999. V. 23. P.73–82.
- Plane J.M. A time-resolved model of the mesospheric Na layer: constraints on the meteor input function // *Atm. Chem. Phys.* 2004. V. 4. P.627–638.
- Rosenberg N. Dynamic model of ionospheric wind profiles // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73, N 15. P.4965–4968.
- Rosenbluth M.N., Berk H.L., Doxas I., Horton W. Effective diffusion in laminar convective flows // *Phys. Fluids.* 1987. V. 30 (9). P.2636–2647.
- Thrane E.V., Grandal B. Observation of fine scale structure in the mesosphere and lower thermosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1981. V. 43, N 3. P.179–189.
- Thrane E.V., Blix T.A., Hall C., Hansen T.L., Von Zahn U., Meyer W., Czechowsky P., Schmidt G., Widdel H.U. Small scale structure and turbulence in the mesosphere and lower thermosphere at high latitudes in winter // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1987. V. 49, N 7/8. P.751–762.
- Self D.E., Plane J.M.C. Absolute photolysis cross-sections for NaHCO₃, NaOH, NaO, NaO₂ and NaO₃: implications for sodium chemistry in the upper mesosphere // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2002. V. 4. P.16–23.
- Wasson J.T., Kyte F.T. On the Influx of Small Comets into the Earths Atmosphere, 2. Interpretation – Comment // *Geophys. Res. Lett.* 1987. V. 14. P.779–780.

Сведения об авторах

ЧХЕТИАНИ Отто Гурамович – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, 119017, Москва, Пыжевский пер., д. 3; Институт космических исследований РАН, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32. E-mail: ochkheti@mx.iki.rssi.ru

ШАЛИМОВ Сергей Львович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: (499)254-91-50. E-mail: pmsk7@mail.ru

ON MECHANISM OF VERTICAL TRANSPORT OF METALLIC IONS AND ATOMS IN THE UPPER MESOSPHERE–LOWER THERMOSPHERE

O.G. Chkhetiani^{1,2}, S.L. Shalimov^{2,3}

¹ *Obukhov Institute of Physics of the Atmosphere, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

³ *Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Abstract. Transport properties of secondary vortex structures developed in the range of the upper mesosphere–lower thermosphere are considered. The development of the vortex structures with many scales in the lower ionosphere can result in intensive thermal and mass transfer. These processes can influence considerably the recirculation of the metallic ions and atoms accumulated just at the same altitude range by thermal tides.

Keywords: mesosphere, lower thermosphere, Ekman-type instability, vortex structures, transport of metallic ions and atoms.