

Моделирование динамики атмосферного пограничного слоя

Состав коллектива:

1. Бобров Максим Сергеевич, студент ФФ НГУ, 18368 гр. Инженер ИТ СО РАН.
2. Хребтов Михаил Юрьевич, к. ф.-м. н., с. н. с. ИТ СО РАН.

Постановка задачи:

В рамках данной работы были проведены LES расчеты суточной эволюции динамики атмосферного пограничного слоя в реалистичной постановке для участка реки Енисей.

Актуальность работы заключается в исследовании влияния течения и извилистой геометрии реки на формирование крупномасштабных вихревых структур в атмосферном пограничном слое в условиях устойчивой стратификации. Реки способны оказывать значительный эффект на динамику атмосферного пограничного слоя (АПС). Как известно, реки являются источниками плавучести и влаги в ночное время, за счет высокой теплоемкости воды, в то же время в дневное время способны оказывать стабилизирующий эффект на АПС. Помимо этого, важное влияние имеет течение реки [Hrebtov, M. Yu, et al. "Numerical investigation of the influence of river flow on the atmospheric boundary layer under stably stratified conditions." Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1105. No. 1. IOP Publishing, 2018.], которое приводит к образованию горизонтальных циркуляций вблизи реки. Для идеализированной прямой реки в ночных условиях наблюдалось увеличение скорости прораствания слоя инверсии за счет наличия течения. Однако влияние изгиба реки на АПС изучено недостаточно. В данной работе в качестве объекта исследования была выбрана река Енисей, так как она оказывает большое влияние на АПС в городе Красноярске.

Современное состояние проблемы:

Исследованию течений в условиях устойчивой стратификации посвящено огромное число работ. Интерес к этой теме обусловлен как многообразием возможных физических эффектов, присущих данным системам (внутренние волны, контргradientный перенос примесей, проявление перемежаемости в турбулентности), так и большим значением эффектов стратификации в геофизических течениях. Одним из важных аспектов стратификации является эффект, оказываемый ей на распространение примеси в атмосферном пограничном слое. Стратификация подавляет вертикальную диффузию примеси и приводит к накоплению примеси в узком слое вблизи поверхности земли, что может усиливать эффект кластеризации частиц и изменять характер распространения [Mitin I. V., Sikovsky D. P., Pyushin B. B. Application of the modeling probability distribution functions for Lagrangian simulation of a passive tracer in the atmospheric boundary layer //Journal of Engineering Thermophysics. – 2016. – Т. 25. – №. 4. – С. 495-503.]. Таким образом этот эффект наиболее интересен для изучения в городских условиях, где перенос примеси определяется локальными циркуляционными течениями, вызываемыми в частности эффектом городского острова тепла [Pyanova E. A., Penenko V. V., Faleychik L. M. Numerical study of pollutants dispersion in urban atmosphere in warm and cold seasons (Krasnoyarsk city as an example) //25th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – International Society for Optics and Photonics, 2019. – Т. 11208. – С. 112088С.].

Описание работы:

В данной работе была исследована эволюция атмосферного пограничного слоя (АПС) вблизи реки в условиях с устойчивой температурной стратификацией в реалистичной постановке методом крупных вихрей (LES) с высоким разрешением. Для анализа расчетных данных были построены мгновенные и осредненные по времени и по пространству различные характеристики потока, позволяющие подробно описать природу формирования различных эффектов, возникающих в исследуемом течении.

Расчеты проводились методом крупных вихрей (LES) с эффектами сжимаемости в неупругом приближении. Разрешались отфильтрованные на масштабе сетки уравнения Навье-Стокса ($\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с}$ и $\text{Pr} = 0,71$) и уравнения переноса тепла и влаги (в форме 4.2).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \delta_{i3} g \left(\frac{\bar{\theta}_l}{\theta_0} + 1 - \frac{\rho_v}{\rho_0} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{\varphi}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \tau_{\bar{\varphi}}}{\partial x_j} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho_0 \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.3)$$

$$\tau_{ij} = -2\nu_{sgs} \bar{S}_{ij} \quad (4.4)$$

$$\nu_{sgs} = \lambda^2 \bar{S} \left(1 - \frac{Ri}{0.3} \right)^{0.5} \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{(\kappa z)^2} + \frac{1}{(c_s \Delta)^2} \quad (4.6)$$

Для замыкания уравнений LES использовалась статическая модель Смагоринского (4.4), модифицированная для учета устойчивой стратификации. В уравнении на подсеточную вязкость (4.5) добавлен множитель с числом Ричардсона, такая поправка обусловлена различием между масштабами диссипации, и длиной смешения при наличии сил плавучести.

На боковых границах расчетной области задавались периодические условия, а на верхней границе условие свободного скольжения. В подсеточной модели был учтен локальный масштаб стратификации (длина смешения). Переход от устойчивой к неустойчивой модели определяется знаком длины Монино-Обухова в точке. Код был ранее протестирован применительно к атмосферным потокам, демонстрируя хорошее согласие с экспериментальными результатами (например, с помощью данных эксперимента GABLS2).

Использованная модель учитывает динамику влажности с фазовыми переходами между паром и жидкой водой. Фазовые переходы моделируются с использованием виртуальной температуры, учитывающей сконденсированное количество жидкой фазы. Потенциальная температура рассчитывается следующим образом:

$$\theta_1 = \theta_{dry} - \frac{L}{c_p (p/p_0)^{R_d/c_p}} q_l \quad (4.8)$$

где θ_{dry} виртуальная потенциальная температура без фазовых переходов, L скрытая теплота парообразования, c_p удельная теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении, q_l массовая доля жидкой фазы. Концентрация жидкой фазы q_l рассчитывается из полной концентрации воды q_t , и концентрации насыщения (q_s):

$$q_s = \frac{(R_{dry} / R_{vapor}) p_s}{p - p_s (1 - R_{dry} / R_{vapor})} \quad (4.9)$$

$$p_s = 611.2 e^{\frac{17.62 \theta_l}{243.12 + \theta_l}} \quad (4.10)$$

$$q_l = \max(0, q_t - q_s) \quad (4.11)$$

где p_s – давление насыщенных паров, R_{dry} , R_{vapor} – газовые константы для сухого воздуха и водяного пара ($R_{vapor} = R/m_{H_2O}$). Для моделирования испарения с поверхности реки на поверхности реки была установлена постоянная концентрация пара равная концентрации насыщения для заданной температуры поверхности реки.

Для получения поля скорости на поверхности реки был использован дополнительный код, разрешающий осредненные по глубине уравнения Рейнольдса (со стандартной $k-\epsilon$ моделью). Был реализован алгоритм, позволяющий рассчитать течение в одномерном приближении, то есть, считая реку прямой. В таком случае вычислялись осредненные вдоль продольного направления поля скоростей. Математическая модель строится на основе стационарных, осредненных по глубине уравнений Рейнольдса для вязкой жидкости. При этом предполагается, что распределение давления является гидростатическим и характеристики потока слабо меняются по глубине. Для одномерной задачи математическая модель включает уравнение движения:

$$-gh \frac{\partial z_b}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (h \overline{\tau_{xy}})}{\partial y} + \frac{(\overline{\tau_{xz}})_s - (\overline{\tau_{xz}})_b}{\rho} = 0 \quad (5.1)$$

Здесь $h(x, y)$ – глубина, $\overline{u}(x, y)$ – осредненные по глубине значения компонент вектора скорости, $z_b(x, y)$ – рельеф дна; ρ – плотность воды, $g = 9.81 \frac{M}{c^2}$ – ускорение свободного падения; $\overline{\tau_{xy}} = \overline{\tau_{yx}}$ – осредненные по глубине компоненты тензора вязких напряжений и напряжений Рейнольдса; $(\overline{\tau_{xz}})_s, (\overline{\tau_{xz}})_b, (\overline{\tau_{yz}})_s, (\overline{\tau_{yz}})_b$ – трение на поверхности реки и ее дне, соответственно. Неизвестное значение $\overline{\tau_{xy}}$ и $\overline{\tau_{yx}}$ рассчитываются, используя одномерный аналог модели Буссинеска.

$$\frac{1}{\rho} \overline{\tau_{xy}} = (\nu + \overline{\nu_t}) \left(\frac{\partial \overline{u_x}}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \overline{k} \delta_{ij} \quad (5.2)$$

, где ν – кинематическая вязкость воды. Турбулентная вязкость $\overline{\nu_t}$ и кинетическая энергия турбулентности \overline{k} находятся с использованием осредненной по глубине версии $k-\epsilon$ -модели:

$$\overline{\nu_t} = c_\mu \frac{\overline{k}^2}{\overline{\epsilon}} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(h \left(\nu + \frac{\overline{\nu_t}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{k}}{\partial y} \right) + (P_h + P_{kv} - \overline{\epsilon}) h = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(h \left(\nu + \frac{\overline{\nu_t}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{\epsilon}}{\partial y} \right) + \left(c_1 \frac{\overline{\epsilon}}{\overline{k}} P_h + P_{\epsilon v} - c_2 \frac{\overline{\epsilon}^2}{\overline{k}} \right) h = 0 \quad (5.5)$$

Здесь $\overline{k}(x, y)$ – осредненная по глубине кинетическая энергия турбулентности; $\overline{\epsilon}(x, y)$ – осредненная по глубине диссипация кинетической энергии; константы были взяты из работы Чуруксаевой и Старченко [Чуруксаева В. В., Старченко А. В. Математическая модель и численный метод для расчета турбулентного течения в русле реки //Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2015. – №. 6 (38)].

Используя разработанный программный код, были посчитаны профили скорости на поверхности реки для различных классических профилей (прямой, параболический и эллиптический) распределения глубины, представленные на рис.1.

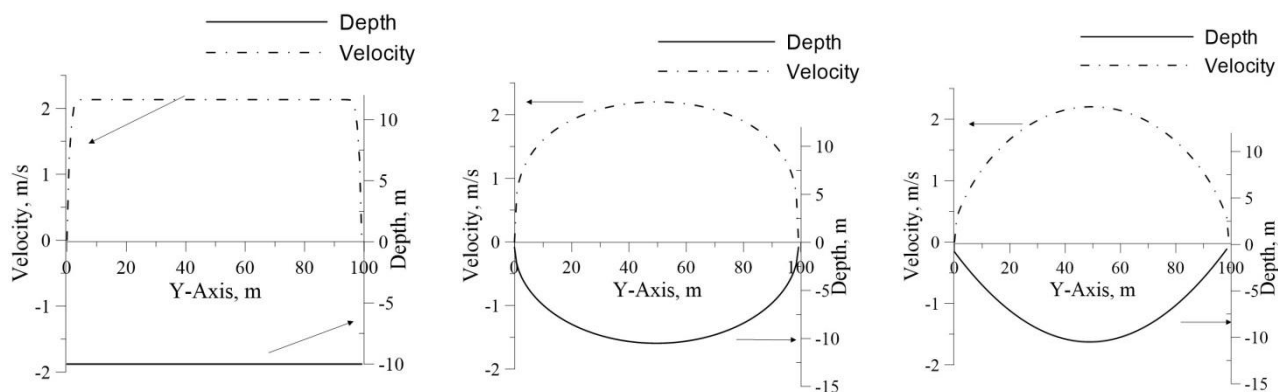


Рис.1. Поля скоростей для прямой (сверху слева), параболической (сверху права), и эллиптической (снизу слева) форм дна рек и рассчитанной для них профиль продольной компоненты скорости на поверхности.

В результате расчетов эволюции атмосферного пограничного слоя вблизи реки Енисей в ночных условиях было показано, что изгиб реки в комбинации с ее тепловым эффектом способен оказывать существенное влияние на циркуляцию воздуха. Было обнаружено, что в области максимального изгиба восходящий поток сильно наклонен в сторону центра кривизны, и в этом направлении возникает устойчивое течение через реку с одного берега на другой, с образованием струи на высоте 100м (рис.2). Эта струя существенно влияет на перенос примеси. Возникновение такого струеобразного потока приводит к интенсификации переноса тепла влаги и примеси с одного берега на другой.

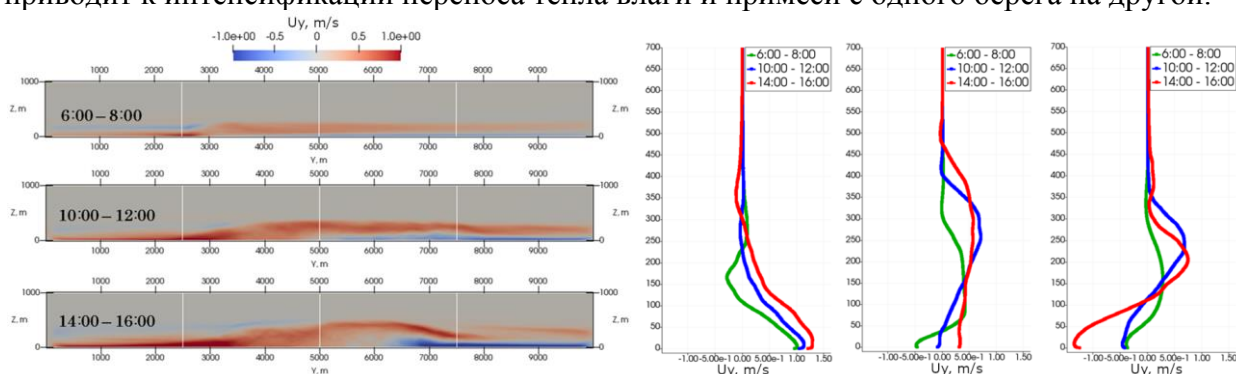


Рис.2. Осредненная по различным интервалам времени поперечная компонента скорости U_y в сечении $X = 2500$ м (вверху) и профили поперечной компоненты скорости U_y в трех различных сечениях $X = 2500$ м, $Y = 2500$, 5000 , 7500 м (внизу).

Также было обнаружено, что в случае, когда имеется несколько последовательных изгибов со знаками чередующейся кривизны, наиболее устойчивые вихри образуются в точках нулевой кривизны (рис.3). Эти большие вихри могут иметь горизонтальный размер порядка нескольких сотен метров и вращаться с периодом до нескольких десятков минут. За время жизни они способны накапливать значительные количества энергии и отрываться от точки образования в виде пар вихрей, которые могут перемещаться с самоиндуцированной скоростью. Таким образом, показано, что кривизна реки может играть большую роль в создании горизонтальной циркуляции в течение суток и формировании крупномасштабных вихревых структур, интенсифицирующих теплоперенос в атмосферном пограничном слое.

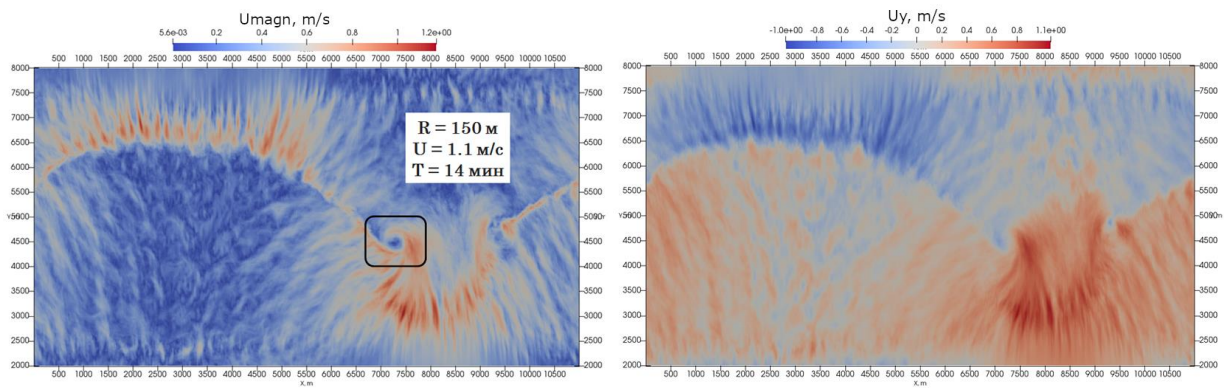


Рис.3. Распределение амплитуды (вверху) и поперечной компоненты (внизу) скорости в горизонтальном сечении на высоте 100м, осредненное по интервалу времени 10:30 – 11:30. Обозначена область формирования устойчивого вихря в месте соединения двух изгибов реки различной выпуклости.

Формирование струеобразного потока, сопровождаемое возникновением крупных вертикальных вихревых пар, под воздействием комбинации эффектов изгибов и течения реки в условиях устойчивой термической стратификации ранее не исследовалась и в этом отношении работа обладает существенной научной новизной. Полученные результаты были использованы в дипломной работе на соискание степени магистра.