

УДК 504.35: 519.63: 622.271

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВЕТРА С ПЛОСКОЙ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2023 г. В. М. Хазинс*

*Институт динамики геосфер имени академика М. А. Садовского РАН, Москва, Россия***E-mail: v_hazins@yahoo.com*

Проведены исследования роли различных методологических факторов, таких как модель вихревой вязкости и различные виды граничных условий, в численном моделировании течения при взаимодействии ветра с шероховатой поверхностью применительно к задачам переноса пылевого облака взрывов в глубоких горнорудных карьерах. Показано, что принудительное уменьшение вихревой вязкости с приближением к поверхности существенно улучшает результаты численного моделирования вблизи поверхности. Выбран эффективный вид граничных условий на поверхности. Непрерывное поступление постоянного стратифицированного по вертикали потока воздуха через границу расчетной области формирует возмущения атмосферы в процессе модификации втекающего потока численной моделью. Показано, что эти возмущения инициируют распространение в атмосфере стабильных во времени гармонических колебаний воздуха вниз по потоку с длиной волны ~ 2000 м.

Ключевые слова: атмосферный пограничный слой, коэффициент вихревой вязкости, граничные условия, горнорудный карьер.

Для цитирования: Хазинс В.М. Численное моделирование течения при взаимодействии ветра с плоской шероховатой поверхностью // Динамические процессы в геосферах. 2023. Т. 15. № 4. С. 1–14. http://doi.org/10.26006/29490995_2023_15_4_1

Введение

В [Хазинс и др., 2023] исследована задача о переносе в атмосфере пыли, образующейся в результате взрывов в скважинах горнорудного карьера. Численное моделирование было разбито на два этапа. На первом этапе численно моделировалось течение, формирующееся при взаимодействии ветра с шероховатой поверхностью, т.е. течение в атмосферном пограничном слое (АПС). На втором – в квазиустановившийся поток мгновенно вставлялось рассчитанное заранее облако пыли, сформированное в результате одновременного подрыва зарядов в системе скважин. Численное моделирование переноса пыли отражало решение полной системы уравнений Навье – Стокса для сжимаемой жидкости в дозвуковом приближении [Затевахин и др., 1994; Khazins et al., 2020]. Для учета турбулентных процессов использовалось осреднение уравнений Навье – Стокса методом крупных вихрей (LES-методом, Large Eddy Simulation) [Lesier, Metais, 1996].

При рассмотрении обоих этапов возник ряд вопросов как отраженных в [Хазинс и др., 2023], так и оставшихся за пределами этой публикации. В настоящей работе моделируется только течение в АПС при взаимодействии ветра с плоской шероховатой поверхностью. Моделирование АПС ориентируется, в основном, на решение метеорологических задач на мезомасштабном уровне [Stoll et al., 2020]. Поэтому решение ищется обычно в области, размером в несколько километров, но с использованием периодических граничных условий на вертикальных плоскостях, обеспечивающих расширение расчетной области вдоль поверхности. Рельеф горнорудного карьера оказывает влияние на газодинамические потоки [Хазинс и др., 2022], и в этом случае вытекающий из расчетной области поток не совпадает с втекающим. Так как в постановке задачи настоящей работы учитывается возможность использования результатов для решения проблем, связанных с моделированием взаимодействия ветра

с рельефом карьера, то на границе вытекающего из расчетной области потока ставилось обычное для подобных задач условие свободного вытекания, т.е. производная от всех параметров поперек этой границы считалась равной нулю.

Постановка граничных условий в условиях развития дозвукового потока требует отсутствия отражений возмущений от границ. В одномерном случае уравнения Эйлера допускают неотражающие граничные условия. При большем числе пространственных переменных даже при использовании уравнений Эйлера невозможно получить локальные неотражающие граничные условия [Дородницын, 2006; Дородницын, 2011]. Это влияние можно оценить, меняя размеры расчетной области.

Осложняющим фактором, по сравнению с традиционным моделированием АПС на сетках с размером ячейки в несколько десятков метров, является необходимость использовать относительно небольшой шаг разностной сетки в области, в которой в последующем предполагается расположить пылевое облако взрыва. Начальный диаметр облака пыли составляет несколько десятков метров [Хазинс и др., 2023], и, следовательно, необходимо иметь хотя бы 8–10 узлов на диаметр для расчета уравнения переноса концентрации. Поэтому в настоящем моделировании используется неравномерный шаг по пространству с переходом от нескольких метров до нескольких десятков метров, что также требует соответствующей оценки результатов.

Для оценки влияния граничных условий все представленные ниже расчеты выполнены для случая взаимодействия ветра с плоской шероховатой поверхностью без орографических неоднородностей в двухмерном приближении, что позволяет получать результаты достаточно быстро и использовать большое число узлов расчетной сетки. Безусловно, турбулентные течения существенно трехмерны, но опыт расчетов свидетельствует, что, в среднем, результаты двухмерных расчетов неплохо коррелируют с трехмерными.

Структура статьи включает в себя постановку задачи с описанием начальных и граничных условий; способ учета зависимости вязкости от удаленности рассматриваемой точки от поверхности и обоснование значений выбранных констант; исследование характера течения при взаимодействии ветра с шероховатой поверхностью в случае достаточно отдаленного расположения границы вытекания потока от границы втекания; исследование в тех же условиях влияния приближения границы вытекания потока к границе втекания с целью определения возможности уменьшения числа расчетных узлов при переходе к трехмерным расчетам; в заключение обсуждаются полученные результаты и приводятся выводы.

Постановка задачи

Предположим, что вдоль шероховатой поверхности распространяется поток воздуха с заданными термодинамическими и кинематическими параметрами, соответствующими их распределению в некотором АПС. Будем считать, что в системе координат XYZ поверхность определяется плоскостью $Z = 0$, а компонента скорости потока, параллельная оси X , стратифицирована по высоте Z в соответствии с заданным АПС. Остальные компоненты скорости потока равны нулю. В этих условиях динамические пространственные характеристики потока зависят только от двух переменных – X и Z , и численное моделирование АПС сводится к расчетам модификации численной моделью поступающего в расчетную область заданного потока воздуха (рис. 1) и оценке степени соответствия моделируемого в расчетной области АПС заданному.

Пусть течение развивается в прямоугольной области, ограниченной прямолинейными участками Γ_i длиной L_i , $i = 1-4$ (рис. 1), начальное распределение температуры и плотности воздуха внутри области соответствует [ГОСТ 4401-81, 2004], а значения скорости воздуха определяются характеристиками нейтрально стратифицированного АПС [ГОСТ Р 54084-2010, 2013]; характеристики ветра в АПС представлены (там же) в широком диапазоне широт и долгот. Выбор конкретного профиля не оказывает принципиального влияния на качество наших оценочных расчетов. Для определенности был выбран профиль скорости, температуры и плотности для летнего сезона в точке с координатами 55° СШ и 40° ВД. Воздух с такими параметрами непрерывно поступает в расчетную область через границу Γ_2 (рис. 1).



Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области. Символами « Γ » обозначены границы области. Слева стрелками отмечено втекание в расчетную область стратифицированного по вертикали горизонтального ветра

В отличие от [Хазинс и др., 2023] были использованы рекомендации [ГОСТ Р 54084-2010, 2013] в отношении интерполяции скорости по высоте на расчетную сетку в диапазоне значений до 600 м. В вышеприведенном ГОСТе значения скорости ветра задаются на избранных высотах 10, 100, 300, 600 м и т.д. вплоть до 3000 м (всего – 10 значений). На высотах до 10 м рекомендуется использовать логарифмический профиль

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (1)$$

где k – константа Кармана, мера турбулентности потока, т.е. отношение среднего квадратичного пульсационных составляющих компонент скорости потока жидкости к скорости течения. Обычно используется значение $k = 0.4$. В (1) входят масштабные множители: u_* – скорость трения (она же – динамическая скорость) и высота слоя шероховатости z_0 . Формула (1) является следствием анализа экспериментальных данных на основе теории подобия Монина – Обухова [Stull, 1988]. Динамическая скорость в слое шероховатости, практически, постоянна по высоте и не зависит от скорости ветра, устойчивости, нагрузок и определяется только шероховатостью поверхности. Толщина слоя шероховатости преимущественно невелика и по оценкам из теории подобия Монина – Обухова [Stull, 1988] порядок z_0 от 1 мм до 1 м, порядок u_* – от 0.05 до 0.3 м/с. В [Лыкосов, 2016] типичное значение динамической скорости определяется величиной 0.4 м/с. Именно это значение было использовано для определения скорости в (1). Так как значение скорости в АПС на высоте 10 м известно [ГОСТ Р 54084-2010, 2013], то масштаб z_0 определен соотношением (1) и составляет примерно 0.3 м для выбранного профиля скорости в АПС.

В интервале от 10 до 100 м данные [ГОСТ Р 54084-2010, 2013] аппроксимируются кубическим сплайном с коэффициентами, определяемыми из условий гладкой сшивки профилей на нижней (10 м) и верхней (100 м) границах. В интервале 100–600 м данные аппроксимируются параболой с коэффициентами, определяемыми по данным на высотах 100, 300 и 600 м; выше – линейной интерполяцией.

Граница Γ_1 имитирует шероховатую поверхность Земли. Традиционно используемое граничное условие для учета влияния такой поверхности – условие полного торможения потока на поверхности (так называемое условие прилипания), то есть равенство нулю всех компонент скорости. Однако это условие не отражает явным образом сложные процессы в описанном выше тонком приповерхностном слое. В работе [Nieuwstadt et al., 1992] граничное условие на поверхности определяется несколько иначе. На нижней границе вертикальной компоненты скорость w полагается равной нулю. Для горизонтальных компонент скоростей используется подобие Монина – Обухова. Это означает, что задается связь между поверхностным напряжением и горизонтальной компонентой скоростью в первой ячейке сетки. Более того, предполагается, что она и напряжение параллельны. Аналитических выражений не приводится. Приведенное условие было интерпретировано следующим образом. Так как, согласно [Stull, 1988], величина поверхностного напряжения (напряжения Рейнольдса) при совпадении направлений

горизонтальной компоненты скорости и поверхностного напряжения равна u_*^2 в кинематической форме, то это способ ее задания на поверхности, то есть $u = u_*$ при $z = 0$. Такое условие определяет лишь способ постановки граничного условия на поверхности, а само значение u_* в численной модели следует определить в процессе тестирования. Были опробованы значения u_* от 0.5 до 2 м/с. При $u_* = 2$ м/с – значение, которое оказывается близким к задаваемому (1) значению горизонтальной компоненты скорости в центре первой ячейки на высоте 2.5 м (при шаге сетки 5 м), развивается численная неустойчивость. Ниже приводятся результаты расчетов со значением $u_* = 1$ м/с. В отличие от условия прилипания будем называть это условие в совокупности с условием $w = 0$ – условием трения.

На верхней границе Γ_3 исследованы два типа условий – жесткая отражающая стенка и обычно задаваемое при моделировании АПС условие равенства значений газодинамических параметров на высоте границы Γ_3 значениям втекающего потока на этой высоте ($w = 0$, $u = U_{\text{АПС}}(L_2) = \text{const}$, где $U_{\text{АПС}}(z)$ – распределение скорости во втекающем потоке). Условие жесткой стенки предпочтительно, так как оно не влияет на законы сохранения. Существенной разницы при применении граничных условий различного типа на границе Γ_3 обнаружено не было, поэтому ниже приводятся результаты расчетов со условием жесткой стенки.

Наконец, на границе Γ_4 использовано условие свободного вытекания потока, наиболее опасного с точки зрения отражения возмущений. Для оценки этого эффекта расчеты были проведены на двух сетках с различной удаленностью границы Γ_4 от Γ_2 .

Численное моделирование проводилось на сетках с переменным размером ячеек. Представленные ниже результаты были получены на сетках следующего вида. Расстояние между узлами вдоль оси X (рис. 1) составляло 5 м вплоть до 750 м от нулевой отметки, затем шаг увеличивался в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.02 до 40 м на расстоянии 2500 м, после чего шаг оставался постоянным и равным 40 м. В одних вариантах размер расчетной области L_1 составлял 5000 м, в других – 10000 м. Шаг между узлами вдоль оси Z – 5 м вплоть до 250 м от нулевой отметки, затем увеличивался в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.01. В одних вариантах шаг увеличивался вплоть до ~ 14 м на расстоянии ~ 1100 м, после чего шаг оставался постоянным, а размер L_2 был равен ~ 1250 м. В других – шаг увеличивался вплоть до 20 м на расстоянии ~ 1750 м, после чего шаг оставался постоянным и размер L_2 составлял ~ 2500 м. Основное, что отличает один вариант от другого – размеры расчетной области.

Расчеты по времени ограничены промежутком в 2 часа, так как этого времени было достаточно для моделирования распространения пылевого облака взрыва в условиях задачи, рассмотренной в [Хазинс и др., 2023].

Моделирование коэффициента вихревой вязкости

В рамках LES-модели коэффициент вихревой вязкости (далее – вихревая вязкость) описывается выражениями [Lesier, Metais, 1996]:

$$\tau_T = (C_{sm}\Delta)^2 \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] = (C_{sm}\Delta)^2 |\bar{S}|, \quad (2)$$

где u_i – одна из трех компонент скорости, x_i – одна из трех пространственных координат, Δ – характерный размер сеточной ячейки, C_{sm} – константа Смагоринского и

$$|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_j \bar{S}_j}, \quad \bar{S}_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Здесь $\bar{S}_j$ – тензор скорости деформации, а черта сверху отмечает отфильтрованные LES методом величины.

В [Хазинс и др., 2023] использовалось постоянное значение константы Смагоринского C_{sm} во всей области расчета. Однако, согласно результатам [Stull, 1988], в приповерхностном слое с уменьшением высоты вихревая вязкость уменьшается и становится пренебрежимо малой в слое шероховатости по сравнению с молекулярной. Постоянное значение C_{sm} не позволяет описать эту тенденцию достаточно хорошо. Поэтому во многих работах используют не само значение C_{sm} , а масштаб длины смещения $\lambda_0 = C_{sm}\Delta$ в области, на которую не оказывает влияние шероховатость поверхности (свободная атмосфера). Затем определяется функциональная зависимость, с помощью которой значение $\lambda = \lambda_0$ уменьшается по мере уменьшения высоты. В расчетах было использовано соотношение [Mason, Brown, 1999]:

$$\frac{1}{\lambda^n} = \frac{1}{\lambda_0^n} + \frac{1}{(kz)^n}. \quad (3)$$

Как отмечается в [Mason, Brown, 1994; 1999], показатель степени n слабо влияет на результаты. Так же как и в [Mason, Brown, 1999], было выбрано $n = 2$.

Значение λ_0 , вообще говоря, не определено, и часто вычисление λ_0 является следствием расчета задач. Судя по публикациям, для некоторых вариантов расчетов сначала задается коэффициент Смагоринского, например, из работы [Lilly, 1967], в которой $C_{sm} = 0.17$ или из работы [Antonopoulos-Domis, 1981], в которой $C_{sm} = 0.23$, или других работ, а затем уже, по шагу выбранной расчетной сетки, вычисляется значение λ_0 . Шаг сетки при расчетах АПС составляет несколько десятков метров, а получающееся значение λ_0 , определенное по результатам ряда работ [Nieuwstadt et al., 1992], порядка 10 м. В [Mason, Brown, 1999] представлены результаты систематических расчетов как при различных значениях λ_0 на сетках с одним и тем же шагом, так и при различных размерах шага сетки, но с фиксированным значением λ_0 . В [Mason, Brown, 1999] показано, что при $\lambda_0 = 14.4$ и уменьшении горизонтального размера ячейки равномерной сетки от 125 до 18 м, то есть при увеличении C_{sm} от 0.12 до 0.81, достигается сходимость решения с уменьшением шага сетки. Причем, при шагах сетки 125 и 89 м, представленные в [Mason, Brown, 1999], распределения параметров заметно отличаются от их расчетов на сетках с более мелким шагом. Следовательно, шаг сетки не должен превышать 60–70 м, и чем меньше шаг сетки, тем большее значение C_{sm} следует выбирать. В представленных ниже расчетах выбрано $\lambda_0 = 10$ м, что приводит к значению $C_{sm} = 2$ на части расчетной области с шагом сетки 5 м.

Результаты моделирования АПС в области с горизонтальным размером $L_1 = 10$ км

Рассмотрим течение, формирующееся в расчетной области при взаимодействии ветра с шероховатой поверхностью в условиях, когда на границе Γ_1 реализовано условие прилипания, граница Γ_4 отстоит от границы Γ_2 на расстоянии 10 км, а граница Γ_3 выше границы Γ_1 на 1.25 км. В расчетах использовалась та же численная модель, что и в [Хазинс и др., 2023], то есть LES метод решения уравнений Навье – Стокса.

По истечении некоторого промежутка времени, длительность которого по результатам расчетов можно оценить в 10 мин, завершается процесс формирования квазиустановившегося течения, в котором вблизи границы Γ_2 вниз по течению характеристики близки к значениям во втекающем потоке, а дальше они модифицируются численной моделью.

Для оценки различия параметров потока вниз по течению и степени их отклонения от заданных значений втекающего потока результаты расчетов были усреднены как по времени, так и по пространству. При усреднении по времени в ряде сечений расчетной области $x = \text{const}$ результаты суммировались в соответствующих узлах с учетом временного шага, и к моменту запоминания параметров результат делился на длительность интервала расчета, которая обычно выбиралась равной 20 мин при шаге по времени ~ 0.1 с. При усреднении по пространству в избранные моменты времени суммировались все значения в узлах сетки вдоль всех линий сетки $z = \text{const}$ с учетом пространственного шага вдоль оси X , после чего результаты делились на длину интервала от границы Γ_2 до Γ_4 . Так как шаг вдоль оси X порядка

5 м только до 1 км, а начиная с 2.5 км вплоть до 10 км – 40 м, то вклад результатов, рассчитанных на грубой сетке, в среднее значение существенно выше, и, следовательно, можно считать, что кроме среднего распределения параметров по высоте во всей области усреднение по пространству дает представление о распределении параметров по высоте при расчете течения на грубой сетке.

Распределения усредненных параметров представлено на рис. 2. Все варианты были досчитаны до момента времени 120 мин, но, чтобы не перегружать рисунок, представлены результаты только в моменты 30 и 60 минут. В более поздние моменты распределения не сильно отличаются от представленных. Усредненные по времени параметры приведены в области сетки с шагом по оси X 5 м в сечении $x = 500$ м, то есть довольно далеко от границы Γ_2 .

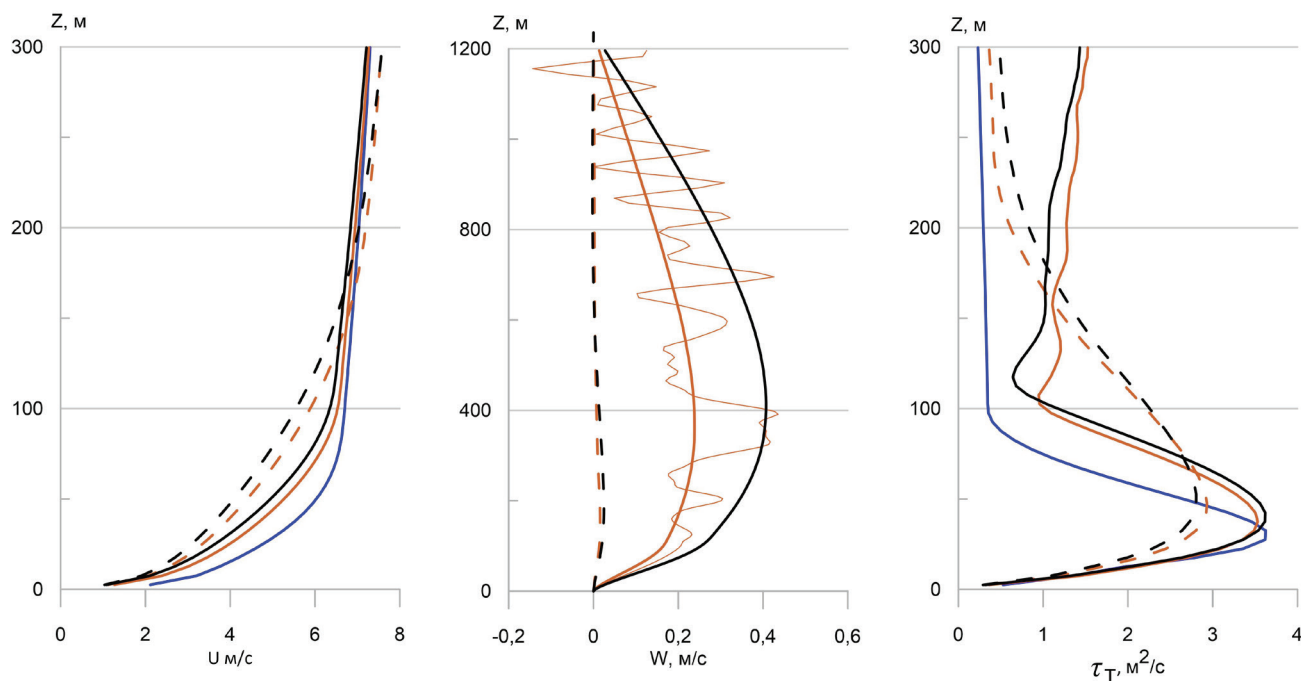


Рис. 2. Зависимость горизонтальной (U) и вертикальной (W) компонент скорости, вихревой вязкости τ_T от высоты z . Коричневые кривые: сплошные жирные – осредненные по времени параметры вдоль вертикальной линии на расстоянии $x = 500$ м к моменту $t = 30$ мин; пунктирные линии – осредненные по пространству параметры в момент времени $t = 30$ мин. Черные кривые – то же самое, но в момент времени $t = 60$ мин. Тонкая коричневая линия – $W(z)$ при $x = 500$ м в момент времени $t = 30$ мин; синие кривые – распределения в начальный момент времени

Кроме усредненных параметров на рис. 2 представлены распределения в начальный момент времени (синие кривые). В отличие от [Хазинс и др., 2023] зависимость вязкости от высоты с самого начала имеет характерный для рассматриваемых течений вид с максимумом скорости вдоль оси Z [Stull, 1988] вследствие учета приповерхностных эффектов (3), а сами значения вязкости на порядок выше.

Для сравнения на рис. 2 приведено также не усредненное распределение скорости W , $t = 30$ мин. Как видно, течение характеризуется развитием флуктуаций, но в среднем по времени они компенсируют друг друга и усредненное по времени распределение – гладкое.

Как следует из рис. 2, отклонение осредненных по времени характеристик горизонтальной скорости U от соответствующих значений втекающего потока не превышает двух раз по сравнению со скоростью втекающего потока у поверхности и уменьшается с увеличением высоты. Примерно такое же отличие U наблюдалось и в расчетах [Хазинс и др., 2023], но до высоты порядка 50 м распределение имело почти прямолинейный характер и причины такого поведения скорости U найдено не было.

Отклонение усредненных по пространству характеристик горизонтальной скорости U от соответствующих значений втекающего потока несколько больше, чем для усредненных по времени профилей, что дает возможность оценить степень влияния размера шага сетки на характеристики течения.

Вихревая вязкость τ_T зависит не от самих значений компонент скорости, а от их производных (2) и, следовательно, зависит от формы кривых, что оказывает значительное влияние на точность расчета распределения вязкости. Тем не менее τ_T имеет вблизи поверхности характерный колоколообразный вдоль оси z вид, соответствующий теоретическим представлениям [Stull, 1988]. Высота основания «колокола» достигает 100 м для представленных на рис. 2 осредненных по времени значений вязкости, а выше эти значения почти постоянны, но заметно отличаются от вязкости втекающего потока. Средние значения вихревой вязкости по пространству также демонстрируют колоколообразный вдоль оси z вид, но более растянутый по вертикали и, по мере увеличения высоты, ее значения приближаются к вязкости втекающего потока.

Распределения горизонтальной скорости U и вязкости τ_T приведены на рис. 2 в диапазоне высот до 300 м, так как высота облака пыли, рассмотренных в [Хазинс и др., 2023] взрывов в карьерах, не превышала 250–300 м, и кроме того, при этом можно рассмотреть распределения параметров более детально. Распределение же вертикальной составляющей скорости W приведено на рис. 2, практически, во всем диапазоне значений z , так как предполагалось, что отклонение W от нуля будет незначительным, в том числе и при осреднении по времени, но это оказалось не так. Отклонение W от нуля по вертикали при осреднении по времени на расстоянии 500 м от начала координат достигает 0.4–0.5 м/с и только граничные условия на горизонтальных границах заставляют вертикальную компоненту скорости уменьшаться до нуля при приближении к этим границам. В то же время усреднение по пространству все же приводит к практически нулевым значениям вертикальной компоненты скорости. Из этого следует, что по потоку ниже 500 м должны существовать области с отрицательными значениями W . Приведем распределения вертикальной компоненты скорости W вдоль оси X на высоте 250 м от поверхности в различные моменты времени (рис. 3а).

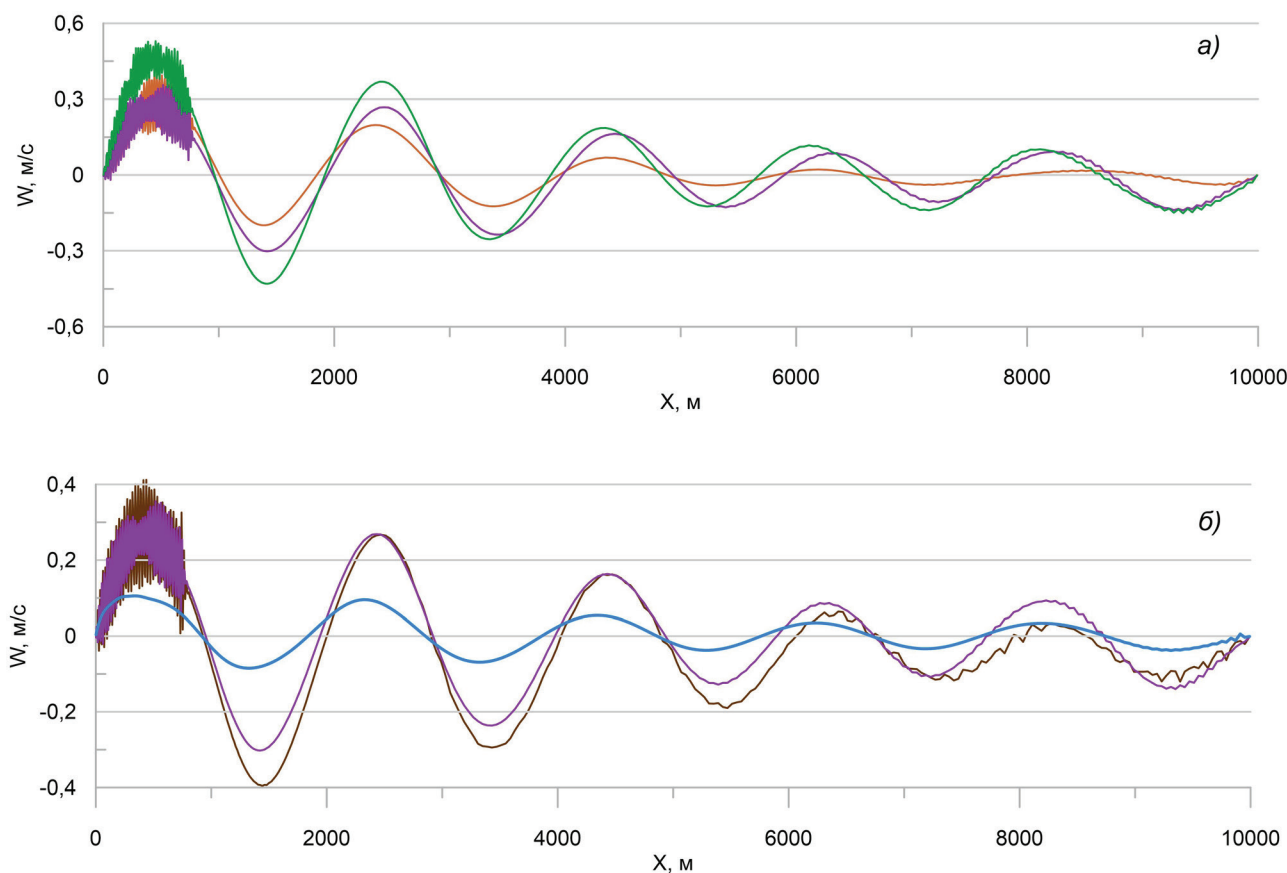


Рис. 3. Зависимость вертикальной компоненты скорости W от x : а) на высоте $z = 250$ м в моменты времени $t = 30$ мин (коричневая кривая), 90 мин (зеленая), 120 мин (фиолетовая); б) в момент времени $t = 30$ мин на высотах 50 м (голубая кривая), 250 м (фиолетовая) и 500 м (темно-коричневая) соответственно

Значения W характеризуются стабильными во времени гармоническими колебаниями вдоль оси X с длиной волны ~ 2000 м. Такое поведение W наводит на мысль о связи этих колебаний с частотой N Брент – Вайсяля, т.е. частотой собственных колебаний частицы воздуха при смещении ее с исходного уровня:

$$N^2 = g \frac{\gamma_a - \gamma}{T_l},$$

где g – ускорение силы тяжести, γ_a и γ – сухоадиабатический и обычный градиенты температуры (приблизительно – 0.01 К и 0.006 К на метр соответственно), T_l – среднее значение температуры в тропосфере. Частота Брента – Вайсяля N определяет длину волны λ_c траектории этой частицы, так называемый масштаб Лира [Lyra, 1943]:

$$\lambda_c = 2\pi \frac{U_s}{N}.$$

Здесь U_s – скорость потока. Согласно рис. 2, скорость потока на высоте 250 м – примерно 7 м/с и, следовательно, масштаб Лира составляет ~ 3800 м, то есть вдвое больше, чем на рис. 3а. Но здесь следует иметь в виду, что масштаб Лира получен для простейших условий состояния атмосферы. В рассматриваемой задаче вертикальные возмущения формируются, по-видимому, в процессе модификации втекающего потока численной моделью и последующего распространения этого возмущения в среде с переменной вихревой вязкостью и стратифицированным по высоте поле ветра.

На характер гармонических колебаний могло оказать влияние отражение колебаний от верхней границы расчетной области Γ_3 . Поэтому был проведен аналогичный расчет с увеличенной вдвое высотой верхней границы. Некоторое незначительное отличие решений обнаружилось, особенно в нижнем течении потока, но параметры гармонических колебаний сохранились почти такими же.

Отметим, что максимальное абсолютное значение W в диапазоне $0 < x < 1000$ м (далее – амплитуда W) до 90 мин растет, а затем несколько уменьшается (рис. 3а). Возможно, этот эффект связан с отражением возмущений от границы свободного вытекания Γ_4 .

На участке с шагом ~ 5 м на оси X , то есть до расстояний ~ 1000 м (рис. 3а), наблюдаются заметные флуктуации вертикальной компоненты скорости потока. Вид этих флуктуаций в зависимости от высоты представлен на рис. 2 неусредненным распределением скорости W , $t = 30$ мин. Так как выбранная длина смещения $\lambda_0 = 10$ м, а шаг в рассматриваемой области ~ 5 м, то, возможно, флуктуации – это следствие моделирования численным методом вихрей с размером порядка 10 м. Однако пока продемонстрировать подтверждение этого предположения не удастся. На сетке с шагом 5 м возникают флуктуации и горизонтальной компоненты скорости, но они не столь заметны, как при нулевом фоне W , и поэтому не представлены соответствующим рисунком. В области, в которой шаг сетки вдоль оси X существенно увеличивается и достигает 40 м, распределение W гладкое (рис. 3а). Кроме того, флуктуации отсутствуют и в приповерхностном слое до высот 50–100 м, независимо от шага сетки (рис. 3б).

Гармонические колебания вдоль оси X с длиной волны ~ 2000 м наблюдаются на всех высотах расчетной области, но амплитуда W заметно уменьшается с уменьшением высоты, то есть с уменьшением горизонтальной компоненты скорости потока (рис. 3б).

Рассмотрим моделирование АПС в тех же условиях, что и выше, но с реализацией условия трения на границе Γ_1 , то есть вместо условия $u = 0$ постулируется $u = u_* = 1$ м/с.

Распределения усредненных параметров вдоль вертикальной оси для этого случая представлены на рис. 4. Применение условия трения приводит к уменьшению различия в области высот до 100 м между осредненными значениями горизонтальной компоненты скорости и соответствующими значениями натекающего потока по сравнению с реализацией условия прилипания (рис. 2). Причем, в первой ячейке сетки это различие, практически, исчезает, и на высоте 100 м различие не превышает 20%. Именно эти два значения важны, так как характеристики втекающего потока в этом диапазоне

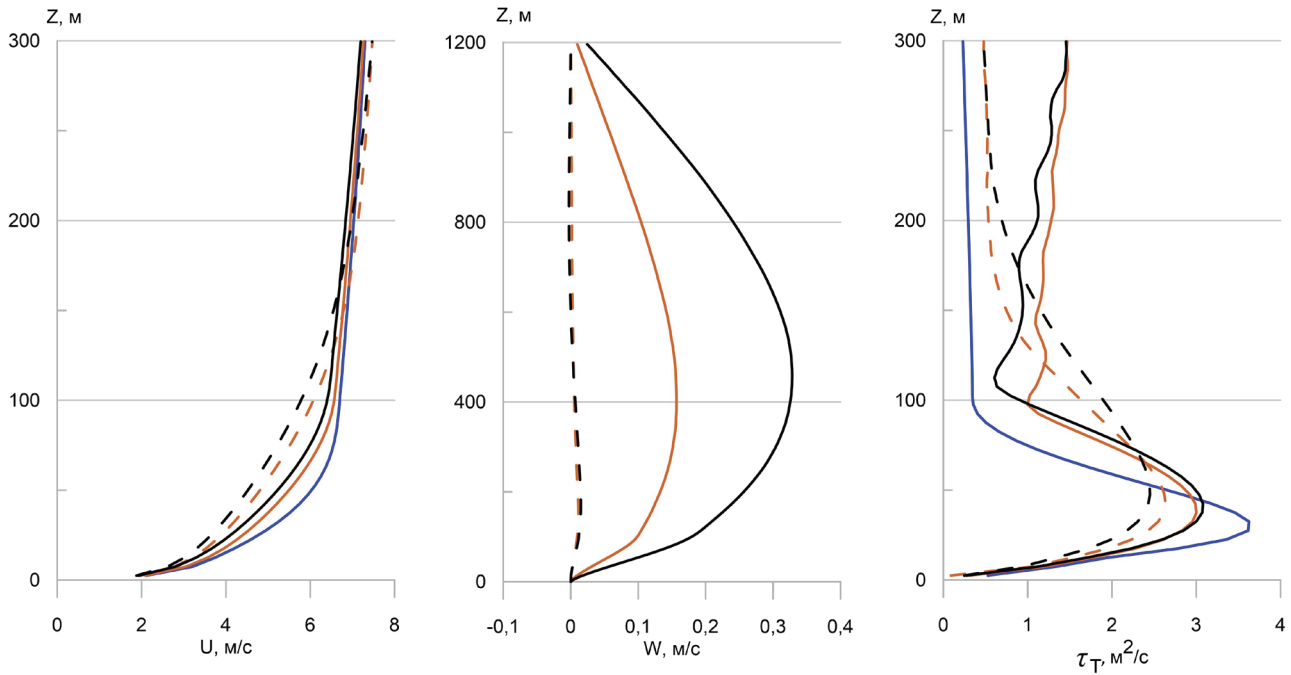


Рис. 4. Зависимость горизонтальной (U) и вертикальной (W) компонент скорости, вихревой вязкости τ_T от высоты z в случае реализации условия трения на поверхности. Обозначения такие же, как и на рис. 2

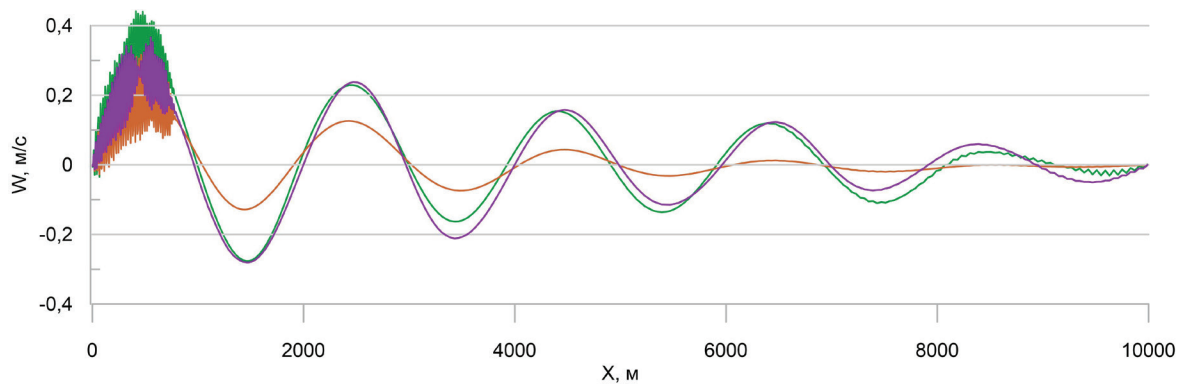


Рис. 5. Зависимость вертикальной компоненты скорости W от x на высоте $z = 250$ м в моменты $t = 30, 90$ и 120 мин в случае реализации условия трения на поверхности. Обозначения цвета кривых такие же, как и на рис. 3а

высот являются следствием интерполяции скорости по значениям на высотах 10 и 100 м. Заметно и некоторое уменьшение максимальных значений вертикальной компоненты скорости по сравнению с аналогичными характеристиками на рис. 2. Изменение вихревой вязкости по сравнению со случаем реализации условия прилипания (рис. 2) незначительно. Таким образом, расчеты с условием трения на поверхности не приводят к кардинальным изменениям решения, но это условие можно считать предпочтительным по сравнению с реализацией условия прилипания. При этом гармонические колебания сохраняют тот же период (рис. 5).

Результаты моделирования АПС в области с горизонтальным размером $L_1 = 5$ км

Расчеты предыдущего параграфа выполнены на относительно большом числе расчетных узлов. При 3D моделировании в [Хазинс и др., 2023] использовалась сетка с размерами $L_1 = 5000$ и $L_2 = 1250$ м и таким же, как в настоящей работе, распределением шага сетки по горизонтали и вертикали. В связи с этим были проведены расчеты двухмерной задачи на укороченной вдоль оси X сетке.

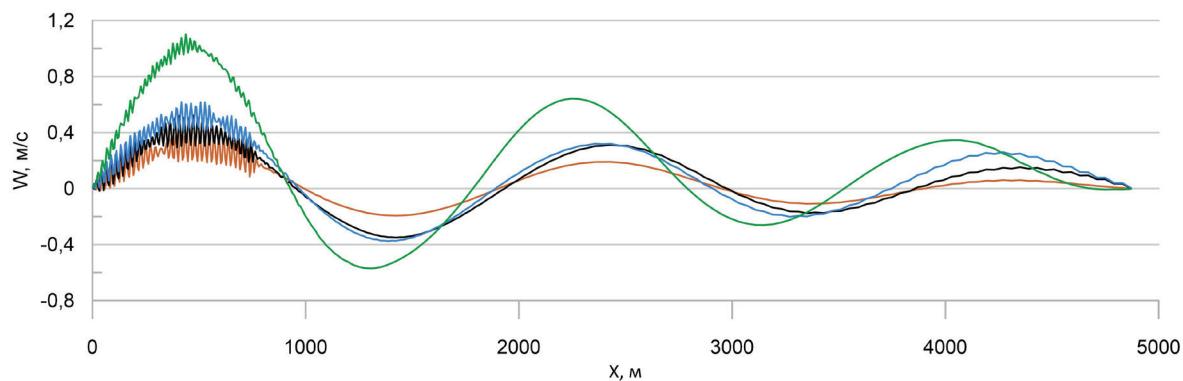


Рис. 6. $L_1 = 5$ км. Зависимость вертикальной компоненты скорости W от x на высоте $z = 250$ м в моменты времени $t = 30$ мин (коричневая кривая), 50 мин (черная), 70 мин (голубая), 90 мин (зеленая)

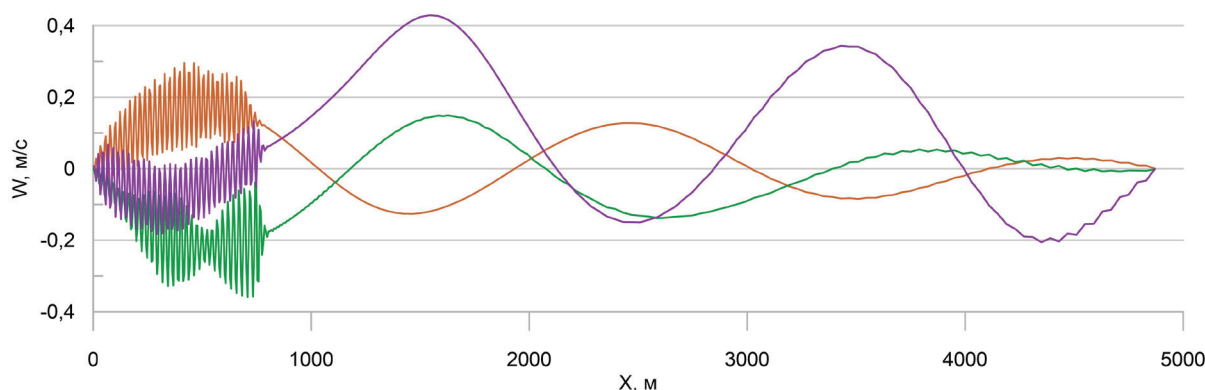


Рис. 7. $L_1 = 5$ км. Зависимость вертикальной компоненты скорости W от x на высоте $z = 250$ м в моменты $t = 30, 90$ и 120 мин в случае реализации условия трения на поверхности. Обозначения цвета кривых такие же, как и на рис. 3а

Моделирование с реализацией условия прилипания на границе Γ_1 показало, что до 60–70 мин отличия, практически, не наблюдаются, но в более поздние моменты рост амплитуды W не прекращается (рис. 6) и к 90 мин максимальное значение W достигает ~ 1 м/с, что уже сравнимо со скоростью набегающего потока. Никаких отличий в условиях задачи, кроме более близкого расположения границы Γ_4 к границе втекающего потока Γ_2 , нет. Следовательно, это влияние возмущений, отраженных от границы Γ_4 . Таким образом, можно считать расчеты с условием прилипания на подобных сетках применимыми только на ограниченном промежутке времени.

Несколько иначе выглядят те же процессы при реализации условия трения на границе Γ_1 (рис. 7). В этом случае до времен порядка 1 часа (на рис. 7 этот момент не показан, чтобы не перегружать рисунок) амплитуда W растет, а затем начинает падать. Со временем значения W в диапазоне $0 < x < 1000$ м становятся отрицательными, достигая к 90 мин значений порядка -0.2 м/с, а затем снова растут. Длина волны при этом несколько меняется во времени, но, в целом, остается близкой к 2000 м. Все это дает основания предположить, что в результате интерференции основной волны и генерируемых свободной границей волн возмущений, реализуется режим квазистоячей волны со значениями W , не превышающими по модулю 0.4 м/с.

Таким образом, расчеты на укороченной вдоль оси X сетке при реализации условия трения на границе Γ_1 вполне допустимы до момента времени 2 часа. Приведем результаты расчетов параметров течения, развивающегося в этом случае, включая поздние моменты времени (рис. 8). Распределения горизонтальной скорости и вязкости качественно и количественно схожи с аналогичными распределениями рис. 4. В отличие от рис. 4 появляются распределения W с отрицательными

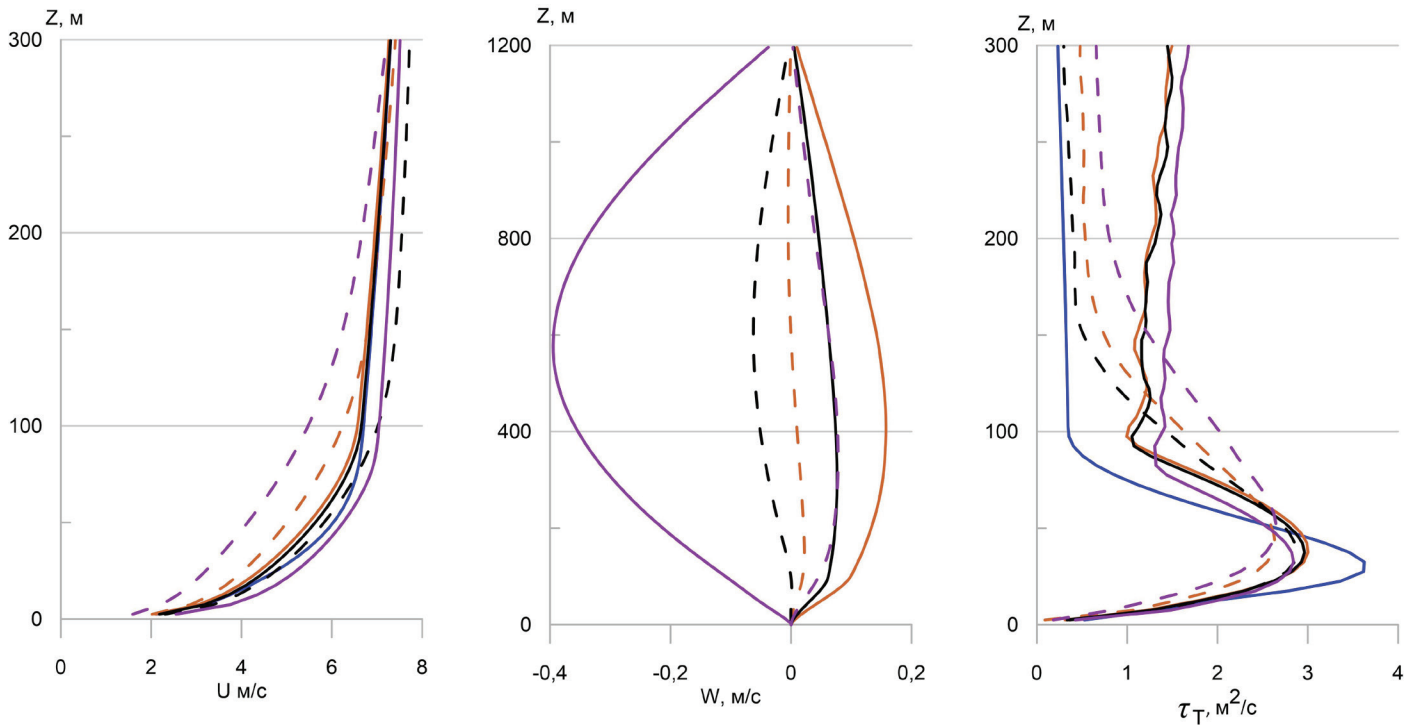


Рис. 8. Зависимость горизонтальной (U) и вертикальной (W) компонент скорости, вихревой вязкости τ_T от высоты Z . Коричневые кривые:— осредненные по времени параметры вдоль вертикальной линии на расстоянии $x = 500$ м к моменту $t = 30$ мин; пунктирные линии — осредненные по пространству параметры в момент времени $t = 30$ мин. Черные и фиолетовые кривые — то же самое, но в моменты времени $t = 70$ и 120 мин соответственно. Синие кривые — распределения в начальный момент времени

значениями при осреднении по времени. Максимальное по модулю среднее по времени значение W достигает 0.4 м/с на высоте 600 м к моменту 120 мин. Отклонение средних по пространству значений W от нуля также увеличилось и достигает 0.1 м/с. Но все эти отклонения W малы по сравнению со скоростью потока.

Обсуждение результатов и выводы

Согласно теоретическим представлениям и экспериментальным результатам [Stull, 1988] в приповерхностном слое с уменьшением высоты вихревая вязкость уменьшается и становится пренебрежимо малой в тонком слое шероховатости по сравнению с молекулярной вязкостью. Численное моделирование показало, что принудительное уменьшение вихревой вязкости с приближением к поверхности существенно улучшает результаты расчетов вблизи поверхности. При этом следует задавать не само значение коэффициента Смагоринского C_{sm} (2), а длину пути смешения $\lambda_0 = C_{sm} \Delta$, которая в атмосфере, свободной от влияния шероховатости поверхности, была выбрана равной 10 м (на основе литературных данных). По мере приближения к поверхности длину пути смешения следует уменьшать, например, по соотношению (3). Полученное в расчетах распределение вихревой вязкости по вертикали имеет вблизи поверхности характерный [Stull, 1988] колоколообразный вдоль оси Z вид, да и само максимальное значение вихревой вязкости (~ 3 м²/с) так же, как и осредненное по пространству распределение по высоте, неплохо коррелируют с результатами расчетов, например, в [Mason, Brown, 1994]. Упомянутое при анализе распределения вязкости заметное отклонение средних по времени значений в сечении $x = 500$ м от вихревой вязкости втекающего в расчетную область потока можно легко, согласно [Хазинс и др., 2023], уменьшить простым уменьшением шага по времени. Однако в 3D расчетах величина шага по времени играет существенную роль в объеме вычислений.

Не менее важной оказалась и роль размера расчетной области вниз по потоку. В рассматриваемой задаче взаимодействия ветра с шероховатой поверхностью в процессе модификации втекающего потока численной моделью формируются вертикальные возмущения атмосферы, которые распространяются вниз по потоку в стратифицированном по высоте ветре. Расчеты показали, что атмосфера в этом случае характеризуется стабильными во времени гармоническими колебаниями вдоль оси X с длиной волны ~ 2000 м. Особенно наглядно эти колебания проявляются для компоненты скорости W , благодаря нулевым фоновым значениям. Если длина расчетной области по потоку примерно 5 длин волн, то за расчетное время порядка двух часов отражение возмущений от свободной поверхности не влияет на развитие течения. Если же длина области порядка 2 длин волн, то отражения возмущений от свободной границы изменяют волновую картину. В случае условия прилипания на поверхности, это приводит к существенному росту амплитуды волновых процессов. Условие же равенства скорости газа вдоль поверхности динамической скорости (условие трения) меняет волновую картину и реализуется режим квазистоячей волны с ограниченными значениями вертикальной компоненты скорости, что позволяет успешно вести расчеты до времен порядка 2 часов.

Условие трения на поверхности полезно и тем, что улучшает качество расчета параметров течения. К сожалению, это условие применимо только для прямолинейных поверхностей, а в случае орографических неоднородностей поверхности развитие крупномасштабных вихрей и застойных зон приводит к потере традиционных для задач формирования АПС представлений о ветре, как имеющим постоянное во времени распределение параметров по вертикали.

Таким образом, проведенные исследования проясняют роль различных методологических факторов в формировании течения при взаимодействии ветра с плоской шероховатой поверхностью.

Финансирование

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № 122032900185-5).

Благодарности

Автор благодарен В. В. Шувалову за полезные обсуждения результатов и рецензентам за ценные замечания, исправления и рекомендации.

Список литературы

ГОСТ 4401-81. Атмосфера стандартная. Параметры. М. : Изд-во Стандартов. 2004. – 181 с. <https://docs.cntd.ru/document/1200009588>

ГОСТ Р 54084-2010. Модели атмосферы в пограничном слое на высотах от 0 до 3000 м для аэрокосмической практики. Параметры. М. : Стандартинформ. 2013. – 130 с. <https://docs.cntd.ru/document/1200088881>

Дородницын Л.В. Неотражающие граничные условия и их приложение к дозвуковой газовой динамике // Матем. моделир. 2006. Т. 18. № 5. С. 49–62.

https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=mm&paperid=69&option_lang=rus

Дородницын Л.В. Неотражающие граничные условия и численное моделирование задач обтекания // ЖВММФ. 2011. Т. 51. № 1. С. 152–169.

https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=zvmmf&paperid=8053&option_lang=rus

Затевахин М.А., Кузнецов А.Е., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Численное моделирование процесса всплывания системы высокотемпературных турбулентных термиков в неоднородной сжимаемой атмосфере // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 44–56. <https://www.mathnet.ru/rus/tvt3045>

Лысков В.Н. Взаимодействие атмосферы и подстилающей поверхности. В кн. Математическое моделирование Земной системы (ред. Н.Г. Яковлев). Москва. : МАКС Пресс. 2016. С. 125–150. <https://dodo.inm.ras.ru/~vasilevs/MonoESM.pdf>

Хазинс В.М., Соловьев С.П., Локтев Д.Н., Крашенинников А.В., Шувалов В.В. Загрязнение приповерхностного слоя атмосферы частицами пыли микронного размера в результате массовых взрывов на открытых карьерах // ФТПРПИ. 2022. № 4. С. 170–185. <http://doi.org/10.15372/FTPRI20220416>

Хазинс В.М., Шувалов В.В., Соловьев С.П. Численное моделирование эволюции в атмосфере пыли, образующейся в результате взрывов в скважинах горнорудного карьера // Динамические процессы в геосферах. 2023. Т. 15. № 2. С. 63–80. https://doi.org/10.26006/29490995_2023_15_2_63

Antonopoulos-Domis M. Large-eddy simulation of a passive scalar in isotropic turbulence // Journal of Fluid Mechanics. 1981. Vol. 104. P. 55–79. <https://doi.org/10.1017/S0022112081002814>

Khazins V.M., Shuvalov V.V., Soloviev S.P. Numerical modeling of formation and rise of gas and dust cloud from large scale commercial blasting // Atmosphere. 2020. Vol. 11 (1112). <https://doi.org/10.3390/atmos11101112>

Lesier M., Metais O. New trends in large-eddy simulations of turbulence // Annual Rev. Fluid. Mech. 1996. Vol. 28. P. 45–82. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.000401>

Lilly D.K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulations experiments. In: Goldstine H.H. (Ed), Proc. IBM scientific computing symposium on environmental sciences, Yorktown Heights. IBM. 1967. P. 195–210. <http://doi.org/10.5065/D62R3PMM>

Lyra G. Theorie der stationären Leewellenströmung in freier Atmosphäre // Z. Angew. Math. und Mech. 1943. Vol. 23 (1). P. 1–28. <https://doi.org/10.1002/zamm.19430230102>

Mason P.J., Brown A.R. The sensitivity of large-eddy simulation of turbulent shear flow to subgrid models // Boundary-Layer Meteorol. 1994. Vol. 70. P. 133–150. <https://doi.org/10.1007/BF00712526>

Mason P.J., Brown A.R. On subgrid models and filter operations in large eddy simulations // J. of Atmospheric Sciences. 1999. Vol. 56. P. 2101–2114. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)056<2101:OSMAFO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)056<2101:OSMAFO>2.0.CO;2)

Nieuwstadt F.T.M., Mason P.J., Moeng C.H., Schumann U. Large-eddy simulation of the convective boundary layer: a comparison of four computer codes. In: Durst F., Friedrich R., Launder B.E., Schmidt F.W., Schumann U., Whitelaw J.H. (Eds), Turbulent Shear Flows 8: Springer, Berlin, Heidelberg. P. 343–367. https://doi.org/10.1007/978-3-642-77674-8_24

Stoll R., Gibbs J.A., Salesky S.T., Anderson W., Calaf M. Large-Eddy Simulation of the Atmospheric Boundary Layer // Boundary-Layer Meteorol. 2020. Vol. 177. P. 541–581. <https://doi.org/10.1007/s10546-020-00556-3>

Stull R.B. An introduction to boundary layer meteorology. Netherlands : Kluwer Academic Publishers. 1988. – 670 p. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-94-009-3027-8>

NUMERICAL SIMULATION OF FLOW DURING THE INTERACTION OF WIND WITH A FLAT ROUGH SURFACE

© 2023 V. M. Khazins*

Sadovsky Institute of Geospheres Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**E-mail: v_hazins@yahoo.com*

Studies have been carried out on the role of various methodological factors in the numerical simulation of flow during the interaction of wind with a rough surface. These factors include the eddy viscosity model and various types of boundary conditions. The formulation of the problem took into account the possibility of using the results in problems of transporting a dust cloud of explosions in deep mining quarries. It is shown that a forced decrease in eddy viscosity with decreasing distance to the surface significantly improves the results of numerical simulations near the surface. The continuous supply of a constant vertically stratified air flow across the boundary of the computational domain creates atmospheric disturbances in the process of modifying the inflowing flow by a numerical model. It is shown that these disturbances initiate the propagation in the atmosphere of time-stable harmonic air oscillations downstream with a wavelength of ~ 2000 m.

Keywords: atmospheric boundary layer, eddy viscosity coefficient, boundary conditions, mining quarry.