

УДК 532.529.4

Н. А. МИХАЙЛОВА, Г. С. ФОМЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА И ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ЕГО ПРИДОННОЙ ОБЛАСТИ

На основании статистического анализа (по данным киносъемки) траекторий индикаторов нейтральной плавучести и траекторий тяжелых частиц (средние значения и моменты корреляции второго порядка для составляющих скорости) предлагается трехслойная модель турбулентного потока, в придонной области которого имеет место скачкообразное движение твердых частиц. Объясняется наличие максимума концентрации твердых частиц на фиксированном расстоянии от дна потока.

Наиболее перспективной для изучения движения наносов следует считать вероятностную теорию Эйнштейна [1]. Имеются работы, развивающие эту теорию, например [2, 3—8]. Экспериментальными исследованиями [4—13] уточнены отдельные положения исходных вариантов теории или других теоретических построений, основанных также на вероятностном подходе к описанию механизма движения донных наносов.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования движения твердых частиц в придонной области турбулентного потока. Опыты проводились на лотке длиной 7 м, шириной 20 см, высотой 40 см. Шероховатость создавалась шариками из пенополистирола (диаметром 1 см), наклеенными на стеклянные пластинки. Жидкий расход определялся по треугольному водосливу и рассчитывался по эпюре средней скорости, полученной в результате обработки статистического материала. Применялось внешнее насыщение потока наносами. Суммарная концентрация твердых частиц определялась отношением твердого расхода к жидкому. Было проведено три опыта при различном насыщении потока твердыми частицами. Характеристики наносов приведены в табл. 1.

Коэффициент формы частиц определялся по формуле $\psi = \frac{\pi D^2}{4S}$, где D — диаметр равнообъемного шара, S — площадь максимального сечения частицы. При определении гидравлической крупности установлено, что характер осаждения частиц в стоячей воде резко меняется с изменением коэффициента формы: чем ближе форма частицы к сферической, тем ближе ее траектория к прямолинейной; в случае $0,6 \leq d < 0,7$ см, для которого форма ближе к пластинчатой, траекторию

Таблица

Характеристики твердых частиц

Номер опыта	Коэф. формы частиц ψ	Крупность частиц d см	Гидравлическая крупность ω , см/с	Весовая концентрация S , %
1	1,060	0,7	14,90	0,46
2	0,975	0,6	11,56	1,08
3	1,240	0,5	14,50	1,58

Все три опыта проведены при числе Рейнальда $Re = 4,55 \cdot 10^4$, числе Фруда $Fr = 0,77$, угле потока $i = 0,00635$ и плотности частиц $\rho = 1,31$ г/см³.

можно назвать ступенчатой, при этом время падения частицы увеличивается, а гидравлическая крупность уменьшается.

Исследование кинематической структуры потока и поведения частиц в потоке проводилось методом кино съемки [9, 10]. Съемка производилась киноаппаратом «Конвас», расположенным сбоку лотка на расстоянии 1 м; применялось верхнее щелевое освещение двумя лампами мощностью 1000 Вт, ширина щели составляла 2,5 см, а ширина освещенной полосы на дне потока — 3,5 см. Возможные погрешности от перспективного искажения, согласно [14], определялись по формуле

$$\Delta l = \frac{\delta y}{an + y},$$

где Δl — перспективное искажение, a — расстояние объектива от стенки лотка, δy — изменение удаления частицы во время съемки, n — показатель преломления воды, y — расстояние от стенки лотка до середины освещенной полосы в потоке. В наших опытах $a = 1$ м, $n = 1,33$, $y = 10$ см, $\delta y = 1,75$ см, Δl не более 1,23 %.

В качестве индикатора применялся акрилатный порошок, плотность которого близка к плотности воды, а диаметр ~ 1 мм. Обработка кинокадров производилась на проекционном аппарате «Микрофот» 5 ПО-1, снабженном подвижной системой координат. Точность отсчета составляла 0,05 мм, время между двумя последовательными фиксациями частиц индикатора равно 0,026 с.

Обработка траекторий частиц, движущихся в потоке, проводилась следующим образом. На карточку фиксировалась частица, вошедшая в кадр, ее движение прослеживалось вплоть до выхода из поля зрения, положения частицы обрисовывались на карточке через кадр, время между двумя последовательными положениями частицы на карточке $t = 0,052$ с. Последующая обработка траекторий производилась на проекционном аппарате. Карточка закреплялась неподвижно, а шкала перемещалась относительно карточки.

В опыте 1 было обработано 93 карточки, на которых зафиксировано 3000 смещений частиц. Исследование траекторий показало, что для большинства из них характерен крутой подъем и значительно более пологий спуск. Распределение длин и высот скачков представлено на рис. 1. Распределение длин скачков может быть описано кривой Пирсона II рода [11]. Распределение высот скачков гораздо более симметрично. На характер движения частиц существенно влияет их вращение, которое легко проследить по зафиксированным траекториям. Имеет место пространственное вращение, при котором площадь изображения частицы, проектируемой на экран, а также угол между максимальным диаметром частицы и отметкой дна потока изменяются в

широких пределах. Наряду с сальтирующим движением наблюдается также переход во взвешенное состояние: частица, опускаясь, «не успевает» садиться на дно, а подхватываемая вихрем начинает новый подъем, не достигнув дна, в результате чего длина скачков значительно увеличивается. В опыте 1 наблюдались

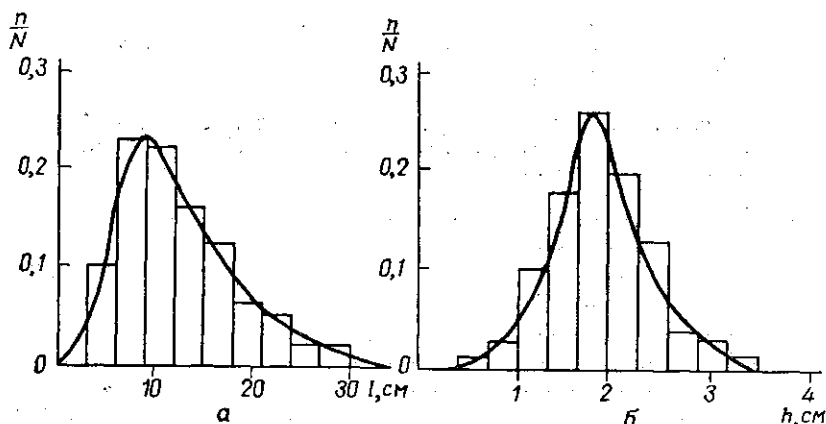


Рис. 1. Кривые распределения длин (а) и высот (б) скачков твердых частиц

скачки длиной до 33 см, превышавшей высоту подъема в 14 раз. Такой характер движения частицы обусловлен или переносом ее крупномасштабными структурными образованиями [11] или влиянием мелких вихрей, возникающих за выступами шероховатости. Ответ на вопрос о роли того или иного фактора может дать исследование лагранжевых корреляционных функций.

Статистическая обработка экспериментальных данных производилась на ЭВМ БЭСМ-4. Программа обработки данных включала расчет оценок для математических ожиданий, дисперсий, среднеквадратичных отклонений, коэффициента асимметрии и эксцесса. Переход от смещений частиц, определяемых при проектировании фильма на экран, к скоростным характеристикам потока осуществлялся по формулам

$$\bar{u} = \frac{k \sum \Delta x_i}{\tau n}, \quad \bar{v} = \frac{k \sum \Delta y_i}{\tau n},$$

где $\bar{u}$, $\bar{v}$ — продольная и вертикальная скорости потока и частиц, Δx_i и Δy_i — горизонтальные и вертикальные смещения, n — количество чисел в зонах, на которые разбивалось и изображение потока по глубине, t — время между двумя последовательными фиксациями индикаторов или частиц, τ — масштаб киносъемки, равный отношению расстояния между неподвижно закрепленными ориентирами к расстоянию между их изображениями на кадре;

$$\sigma_u = \frac{k}{\tau} \sqrt{\overline{\Delta x^2} - (\overline{\Delta x})^2} \quad \text{и} \quad \sigma_v = \frac{k}{\tau} \sqrt{\overline{\Delta y^2} - (\overline{\Delta y})^2},$$

где σ_u и σ_v — среднеквадратичные отклонения продольной и вертикальной составляющих скоростей потока и частиц;

$$\overline{u'v'} = (\overline{\Delta x \Delta y} - \overline{\Delta x} \overline{\Delta y}) \frac{k^2}{\tau^2},$$

где $\overline{u'v'}$ — момент корреляции между мгновенными значениями горизонтальной и вертикальной составляющей скорости (вычислялось для потока и частиц);

$$D_u = \sigma_u^2 \text{ и } D_v = \sigma_v^2,$$

где D_u и D_v — дисперсии продольной и вертикальной составляющих скоростей для потока и частиц;

$$k_n = \frac{\overline{u'v'}}{\sigma_u \cdot \sigma_v},$$

k_n — нормированный коэффициент корреляции.

Коэффициент асимметрии и эксцесс вычислялись по формулам

$$S_k = \frac{\mu_3}{\sigma^3}, \quad E_k = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3,$$

где μ_3 и μ_4 — третий и четвертый центральные моменты.

Доверительные интервалы для средних значений скоростей вычислялись по формулам

$$\varepsilon_\beta = \sqrt{\frac{\tilde{D}}{n}} t_\beta,$$

где $\tilde{D}$ — оценки дисперсии для данной зоны, n — количество независимых значений, $t_\beta = \sqrt{2} \Phi^{-1}(\beta)$, где $\Phi^{-1}(\beta)$ — функция, обратная функции Лапласа.

Доверительные интервалы для дисперсий $\varepsilon_{\beta D}$ вычислялись по формуле

$$\varepsilon_{\beta D} = \sqrt{\frac{2}{n-1}} \tilde{D} t_\beta,$$

а для среднеквадратичных отклонений $\varepsilon_{\beta \sigma}$ по формуле

$$\varepsilon_{\beta \sigma} = \sqrt{\varepsilon_{\beta D}}.$$

Для принятой нами доверительной вероятности $\beta=0,67$, $t_\beta=1$.

Из анализа эпюр средних значений продольной составляющей скорости потока следует, что при увеличении насыщения потока наносами (рис. 2, а) площадь их увеличивается, при этом существенно изменяется градиент скорости вблизи дна (рис. 2, б). Происходит кажущееся увеличение жидкого расхода, которое может быть обусловлено тем, что при большом насыщении потока заметная часть площади живого сечения приходится именно на твердые частицы. В опыте 3, где насыщение $S=1,58\%$, это явление выражается наиболее отчетливо.

С увеличением насыщения потока частицами интенсивность турбулентности в придонной области уменьшается (3, 4, 5 рис. 2, а). В случае значительного насыщения потока (опыт 3) существенно изменяется распределение по глубине потока интенсивности турбулентности. Вместо привычного максимума на относительном расстоянии $\eta=0,2$ от дна потока появляется резко выраженный максимум на относительном расстоянии $\eta=0,4$. Это обстоятельство может быть объяснено также наличием сильно насыщенного твердыми частицами слоя в придонной области. В этом слое, имеющем довольно резкую границу, гасятся турбулентные пульсации. Верхняя его граница является для

потока как бы дном. Условия проникновения твердых частиц из рассматриваемого слоя на более высокие еще не исследовались, но, очевидно, они должны существенно отличаться от условий отрыва частиц

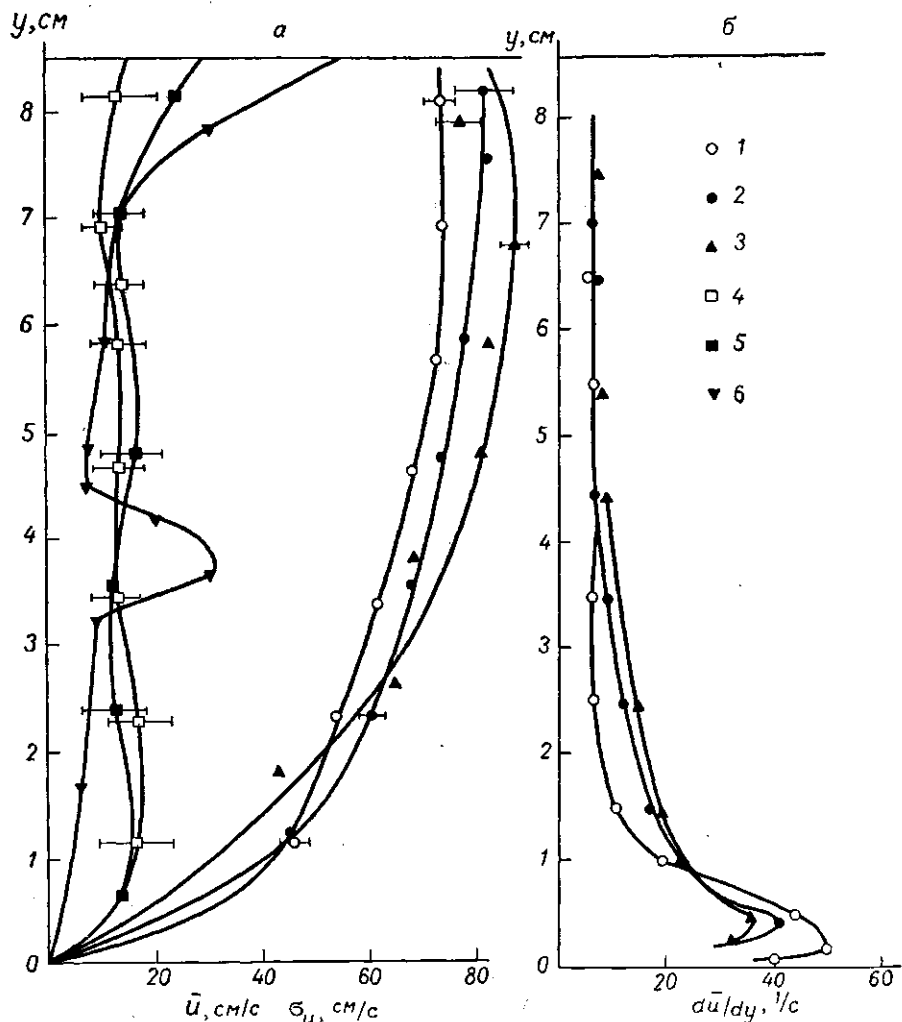


Рис. 2. Распределение по глубине потока средних значений скорости (а — 4, 5, 6) и градиента средних значений скорости (б — 1, 2, 3) соответственно для опытов 1, 2, 3

от дна потока. У поверхности потока для всех трех насыщений обнаруживается резкое увеличение интенсивности турбулентности, что объясняется трением на границе раздела вода — воздух при сравнительно больших значениях числа Фруда.

Для опыта 1 исследовано распределение плотности вероятности пребывания твердых частиц на заданной высоте над дном. На рис. 3 кривая 1 соответствует случаям восходящего движения частиц, а кривая 2 — нисходящего. Приведенные кривые могут рассматриваться в некотором приближении как эпюры концентраций. Так как концентра-

ция частиц пропорциональна вероятности пребывания частиц на заданной высоте, то можно сделать вывод, что максимум концентрации имеет место не у дна потока, а на некоторой высоте от дна $\eta=0,2$.

При условии недеформируемости дна из уравнения неразрывности для переносимой субстанции следует

$$\overline{V_{s_1} S_1} = \overline{V_{s_2} S_2},$$

где V_{s_1} и S_1 — мгновенные значения вертикальной составляющей скорости и концентрации частиц у дна потока, V_{s_2} и S_2 — мгновенные

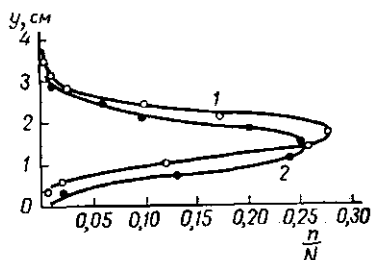


Рис. 3. Распределение по глубине потока вероятности пребывания частиц для восходящих (1) и нисходящих (2) участков траекторий

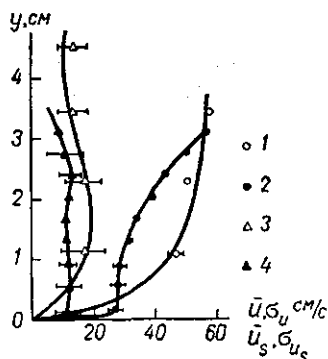


Рис. 4. Распределение по глубине потока средних значений скорости (1, 2) и среднеквадратичных отклонений горизонтальной составляющей скорости (3, 4) соответственно для потока и твердых частиц

значения вертикальной составляющей скорости и концентрации у граничной поверхности, соответствующей максимуму вероятности подъема частиц на заданную высоту.

Если вблизи верхней границы слоя, насыщенного наносами V_{s_1} , значительно уменьшается (вследствие распада образующихся у дна вихрей), то S_2 должно возрасти, так как приведенное выше равенство должно сохраниться. Отсюда следует, что максимум концентрации твердых частиц должен находиться на некотором расстоянии от дна потока, определяемом условиями распада вихрей и гидравлической крупностью твердых частиц. Полученные результаты говорят о том, что взвешенный поток состоит из трех слоев: верхнего слоя, занимающего основную часть толщи потока, куда маловероятно проникновение тяжелых частиц, тонкого слоя с максимальной концентрацией и придонного слоя, обедненного наносами.

Статистическая обработка кинофильмов показала, что движущиеся скачкообразно тяжелые частицы отстают от жидкости (рис. 4, 1, 2). Такой же результат был получен ранее [11] для взвешенных в потоке частиц. Однако для взвешенных наносов с удалением от дна наблюдалось увеличение разности скоростей, в рассматриваемом же случае с увеличением высоты подъема частиц отставание уменьшается. Для частиц, движущихся скачкообразно (рис. 4, 3, 4), так же как и для взвешенных наносов [11], наблюдается уменьшение среднеквадратичных отклонений продольной составляющей скорости.

Вертикальная составляющая скорости частиц имеет небольшие, в основном отрицательные значения. Это обстоятельство может быть объяснено большой гидравлической крупностью частиц (см. табл. 1); максимальным значениям вертикальной составляющей скорости соответствует также и максимум среднеквадратичных отклонений.

В таблице 2 приведены значения коэффициентов асимметрии S_k и эксцесса E_x для потока и частиц. Проверка на нормальность распределения мгновенных значений скорости проводилась методом критерия моментов [15], который исходит из выполнения для нормального распределения неравенств

$$|S_k| \leq 3\sigma_{S_k}, \quad |E_x| \leq 5\sigma_{E_x},$$

где σ_{S_k} — среднеквадратичное отклонение коэффициента асимметрии S_k ,
 σ_{E_x} — среднеквадратичное отклонение эксцесса E_x ;

$$\sigma_{S_k} = \sqrt{\frac{6(n-1)}{(n+1)(n+3)}}, \quad \sigma_{E_x} = \sqrt{\frac{12n(n-2) \cdot (n-3)}{(n+1)^2(n+3)(n+5)}},$$

где n — число независимых значений в выборке.

Таблица 2

Проверка выполнения нормального закона распределения для мгновенных значений скорости потока и твердых частиц (Опыт 1)

Поток								
№	зоны	объем выбор- ки, n	коэффици- ент асим- метрии для U, S_{ku}	коэффици- ент асим- метрии для V, S_{kv}	$3\sigma_{S_k}$	эксцесс для U , E_{xu}	эксцесс для V , E_{xv}	$5\sigma_{E_k}$
1	$0,57 \leq y_1 < 1,74$	56	0,59	0,96	0,99	0,42	1,53	2,84
2	$1,74 \leq y_2 < 2,91$	100	0,18	-0,47	0,78	-0,05	1,63	2,28
3	$2,91 \leq y_3 < 3,09$	100	-0,12	0,40	0,78	0,08	2,21	2,28
4	$3,09 \leq y_4 < 5,25$	125	1,48	0,02	0,66	8,24	0,79	2,02
5	$5,25 \leq y_5 < 6,42$	133	-0,08	0,06	0,63	1,67	1,20	1,96
6	$6,42 \leq y_6 < 7,59$	191	0,21	0,51	0,53	4,79	6,43	1,77
7	$7,59 \leq y_7 < 8,50$	33	-0,33	0,17	2,70	2,51	0,15	3,40
Твердые частицы								
1	$0 \leq y_1 < 0,37$	41	0,43	-4,04	1,07	-0,37	18,47	3,20
2	$0,37 \leq y_2 < 0,75$	108	0,41	1,00	0,71	-0,34	-0,78	2,37
3	$0,75 \leq y_3 < 1,13$	515	0,55	0,36	0,32	0,44	1,76	0,11
4	$1,13 \leq y_4 < 1,50$	906	0,41	-1,84	0,24	0,00	20,55	0,81
5	$1,50 \leq y_5 < 1,87$	765	0,32	-17,09	0,27	-0,37	360,04	0,87
6	$1,87 \leq y_6 < 2,25$	415	0,30	-15,40	0,36	-0,41	283,86	1,20
7	$2,25 \leq y_7 < 2,63$	132	-0,32	0,03	0,63	-0,98	0,38	2,00
8	$2,63 \leq y_8 < 2,00$	27	0,07	0,30	1,29	-0,13	-0,37	3,60
9	$3,00 \leq y_9 < 3,37$	19	-1,33	1,00	1,48	1,72	0,48	3,84

Из анализа табл. 2 следует, что для мгновенных значений продольной составляющей скорости потока нормальный закон распределения выполняется всюду, кроме зоны 4, а для вертикальной составляющей не выполняется также и вблизи поверхности, что может быть объяснено наличием трения на границе вода—воздух. Для твердых частиц нормальное распределение мгновенных значений продольной составляющей скорости выполняется всюду, кроме зоны 3, которая соприка-

сается с областью максимального насыщения потока наносами. Для вертикальной составляющей скорости твердых частиц нормальный закон распределения места не имеет, так как существует постоянно действующий фактор — сила тяжести, под действием которой наблюдается падение частиц в каждый момент времени.

На рис. 5 (1, 2) представлено распределение по глубине потока моментов корреляции $\overline{u'u'}$ для жидких и $\overline{u_s'u_s'}$ для твердых частиц. Наблюдается уменьшение коэффициента корреляции для твердых частиц до значения, близкого к нулю на высоте $\eta=0,2$, соответствующей максимальной вероятности пребывания частиц на заданной высоте (см. рис. 3), тогда как для взвешенных в толще потока частиц подобного изменения $\overline{u_s'u_s'}$ не наблюдается [16]. Описанное явление хорошо объясняется рассмотренной выше трехслойной моделью потока.

В заключение можно дать некоторое объяснение механизма движения частиц в придонном слое. За перенос частиц в направлении движения потока ответственны крупномасштабные вихри, определяемые геометрией потока. По-видимому, длина скачка определяется условиями движения этих крупномасштабных структурных образований и связана с характерным периодом лагранжевой корреляционной функции. Непосредственный отрыв частиц от дна правильно определяется Эйнштейном [1] и М. А. Великановым [2] из условия превышения подъемной силы над силой тяжести, откуда вытекает следующее неравенство для определения критической скорости: $U_{кр} \geq C\sqrt{gD}$, где C — коэффициент, зависящий от формы и плотности частиц, D — диаметр частиц, g — ускорение силы тяжести. Таким образом, условия отрыва определяются пульсационными характеристиками горизонтальной составляющей скорости. Взвешивание же частиц, определяющее их движение в вертикальной плоскости, происходит под действием более мелких вихрей, определяемых донной шероховатостью и градиентом скорости у дна.

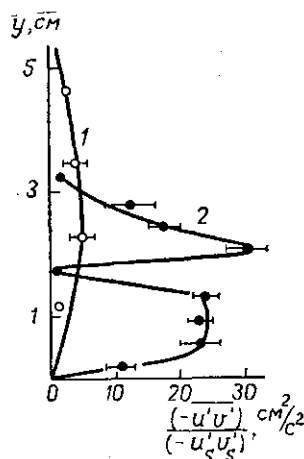


Рис. 5. Распределение по глубине потока моментов корреляции между горизонтальной и вертикальной составляющими скорости для потока (1) и твердых частиц (2)

ЛИТЕРАТУРА

1. Einstein H. A. «Proc. Amer. Soc. Civ. Eng.», 7, 1941.
2. Великанов М. А. Динамика русловых потоков, т. II. Наносы и русло. М., 1955.
3. Россинский К. И. В Трудах ГГИ, вып. 160, 1968.
4. Россинский К. И., Любомирова К. С. В Трудах ГГИ, вып. 162, 1969.
5. Tsuchiya Y. Proc. fifteenth Congr. Intern. Ass. hydr. research., vol. 2, 1969.
6. Михайлова Н. А., Архангельский М. М., Вербицкий В. С., Ключек З. Ш. О вероятностной схеме движения твердых частиц в природной области турбулентного потока. Тезисы доклада на Ломоносовских чтениях. М., 1970.
7. Россинский К. И., Любомирова К. С. В сб.: «Динамика и термика речных потоков». М., 1972.
8. Mirtskhoulava T. E., Magomedova A. V. et al. Proc fifteenth Congr. Intern. Ass. hydr. research., vol. 1, 1973.
9. Михайлова Н. А. «Изв. АН СССР», мех., машиностр., № 10, 1952.

10. Михайлова Н. А. «Изв. АН СССР», мех. и машиностр., № 4, 1962.
11. Михайлова Н. А. Перенос твердых частиц турбулентными потоками воды. Л., 1966.
12. Олевинская С. К., Пивоваров А. А., Россинский К. И. «Водные ресурсы», № 2, 1973.
13. Арбулиева К. М., Олевинская С. К., Пивоваров А. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., astron., 14, № 3, 1973.
14. Фидман Б. А. В Трудах ГГИ, вып. 160, 1968.
15. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М., 1968.
16. Дмитриева Г. А. В сб.: «Вопросы гидравлики», вып. 2, 1970.

Поступила в редакцию
17.6 1974 г.

Кафедра
физики моря и вод суши