

200 Вт при  $R_d = 60 \text{ Ом}$  ( $U_p = 100\text{--}150 \text{ В}$ ,  $U_{\text{пн}} = 1\text{--}3 \text{ кВ}$ ,  $I_{\text{пн}} = 3\text{--}7 \text{ А}$ ).

Таким образом, проведенные эксперименты показали возможность работы двухступенчатого УАС с одним источником электропитания и RC-делителем практически без изменения основных характеристик ускорителя.

Поступила 22 X 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Электрические ракетные двигатели. М.: Машиностроение, 1975.
2. Ерофеев В. С., Наумкин В. П., Сафронов И. И. Смена режимов и низкочастотные колебания в двухступенчатом ускорителе ионов с анодным слоем.— В кн.: Материалы 2-й Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск: изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.
3. Гришин С. Д., Ерофеев В. С. и др. Характеристики двухступенчатого ионного ускорителя с анодным слоем.— ПМТФ, 1978, № 2.
4. Ерофеев В. С., Наумкин В. П., Сафронов И. И. Смена режимов в ускорителе с анодным слоем и его оптимизация.— ПМТФ, 1981, № 1.

УДК 551.465.63

### ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ МИКРОКОНВЕКЦИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛЕНКИ ВОДЫ

А. И. Лапшин, А. М. Трохан

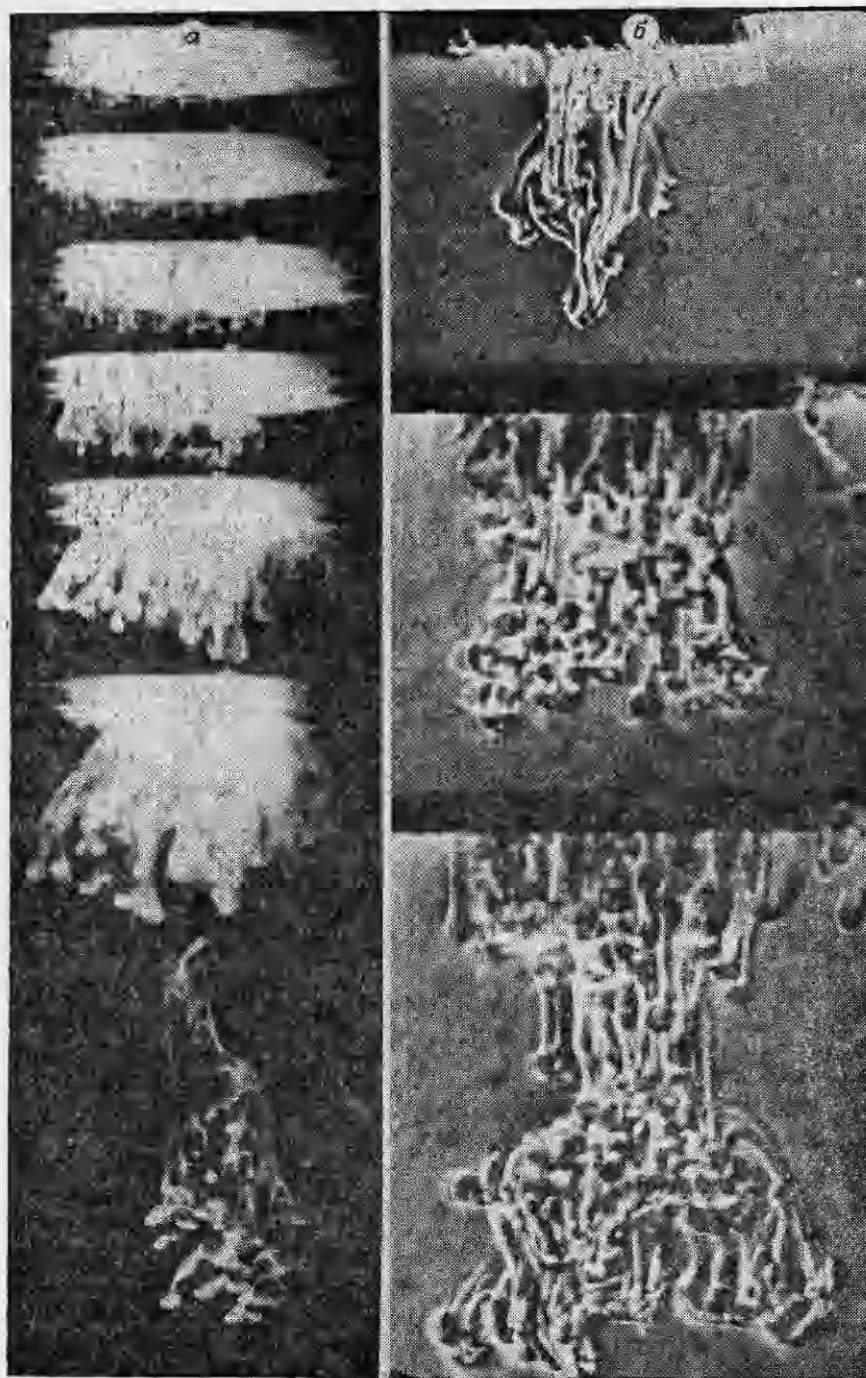
(Москва)

Существование особой поверхностной пленки или скин-слоя на поверхности воды обнаружено в начале нынешнего века. Тогда же выявлена большая роль этой пленки в естественных гидрофизических процессах [1, 2]. Поверхностная пленка воды является динамическим образованием, она формирует зоны конвергенции и поверхностные вихри; за счет своей пониженной температуры она постоянно образует конвективные потоки, проникающие в глубину. Исследование структуры поверхностной пленки и ее взаимодействия с глубинными слоями воды требует привлечения самых различных методов. В последнее десятилетие наиболее интенсивно ведутся такие исследования путем лабораторного моделирования [3, 4].

В данной работе приведены результаты лабораторного исследования поверхностной микроконвекции, проведенного с помощью флуоресцентных красителей в сочетании с теневым методом. Флуоресцентный метод удобен тем, что при большой чувствительности к гидродинамическим процессам и регистрации он требует введения трассера в столь низкой концентрации, что практически удовлетворяет условиям пассивности и консервативности индикаторной примеси и в то же время позволяет выделить индивидуальные элементарные объемы жидкости в сложном гидродинамическом движении.

**Методика эксперимента.** Эксперименты выполнены с использованием прямоугольных кювет размером  $150 \times 150 \times 500 \text{ мм}^3$ , с прозрачными стенками из стекла. Для опытов использована дистиллированная и бидистиллированная вода. Для устранения прямого воздействия атмосферы и для демпфирования вертикального импульса движения поверхность воды была покрыта слоем 3—5 мм додекана — высокомолекулярного жидкого парафина, не растворимого в воде и не расторяющего воду. В качестве флуоресцентных красителей использованы флуоресцеин, родамин С, эозин и др. Разницы в их поведении при выполнении экспериментов обнаружено не было, поэтому здесь приведены результаты, полученные с флуоресцеином. Флуоресценция возбуждалась светом ртутной лампы через осветитель, оборудованный теплопоглощительной кюветой и набором сменных светофильтров. Регистрация наблюдаемых процессов проводилась фотографическим методом.

**Результаты и обсуждение.** Как показал эксперимент, внесенная в слой додекана капля раствора красителя при прохождении через поверхность воды образует кольцевой вихрь, который проникает в глубину, распадаясь при этом каскадным путем на множество вторичных кольце-

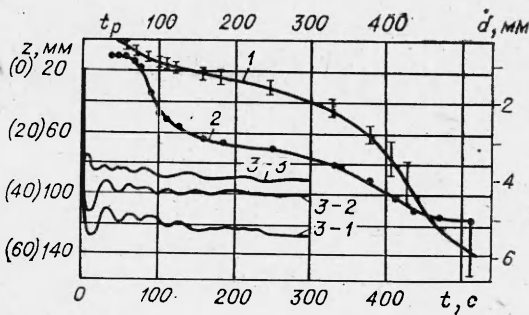


Ф и г. 1

вых вихрей. Этот процесс зависит от величины капли и концентрации индикаторного красителя. Оптимальной величиной капли для формирования вихря является объем примерно  $0,1-0,2 \text{ см}^3$ . При концентрации красителя в капле менее  $10^{-6}$  моль/л, как правило, формируется один кольцевой вихрь; при концентрации в пределах от  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$  моль/л ярко выражен каскадный процесс распада первоначального вихря.

При концентрации красителя более  $10^{-2}$  моль/л его раствор быстро растекается по поверхности воды за счет изменения величины поверхност-

ного натяжения, образуя молекулярную пленку. Концентрация красителя на поверхности при растекании капли уменьшается на 4—5 порядков величины, влияние красителя на свойства воды при этом становится несущественным, и на поверхности воды опять формируется скин-слой. По прошествии 30—35 с (время релаксации поверхностной пленки, окрашенной красителем) с поверхности воды в глубину устремляются конвективные потоки. Фотография развития такого процесса представлена на фиг. 1, а.



Фиг. 2

Наблюдаются две формы свободных конвективных потоков с поверхности воды. Обычно это струи со сферическим фронтом на нижнем конце, представляющим собой, по-видимому, слабо развитый вихрь. Кроме того, из полос конвергенции в поверхностной пленке образуются конвективные потоки в виде вертикальных пленок. На переднем фронте этих пленок также формируются слабо выраженные вихри каплевидной формы. Иногда наблюдается отрыв фронтальных вихрей от струи конвективного течения.

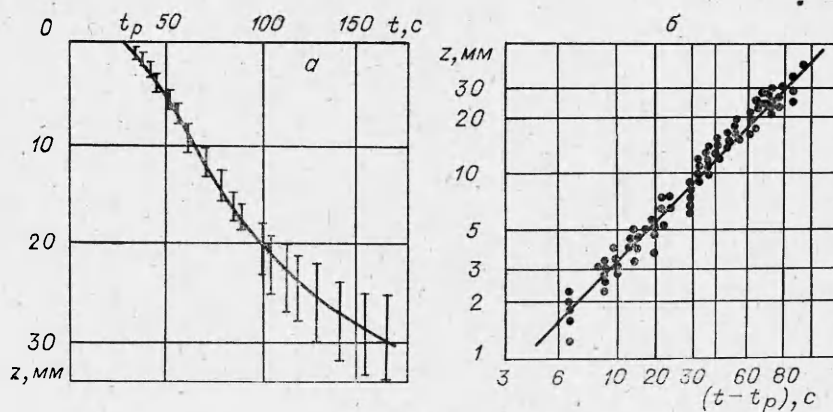
Сравнительная визуализация картины конвективных потоков с поверхности, проведенная без введения красителя с помощью теневого метода (фиг. 1, б) и описываемого здесь флуоресцентного метода, показала их идентичность. Это свидетельствует о том, что растворенный индикаторный краситель не вносит искажений в исследуемую систему и в то же время позволяет выделить индивидуальные микроконвективные потоки.

Кинетические кривые опускания конвективных струй, измеренные по положению их фронтов на полученных фотопленках, показаны на фиг. 2, где кривая 1 представляет собой кинетическую кривую, рассчитанную по усредненным результатам синхронного измерения опускания шести конвективных струй. Показанные на кривой пределы разброса относятся не к точности измерения, а указывают различие в ходе индивидуальных конвективных струй. Столь их сильное различие объясняется совершением колебаний в процессе опускания, нарушающих монотонный ход движения. Эти колебания удается зарегистрировать при съемке движения единственной капли, формирующей кольцевой вихрь при прохождении через поверхность. Кинетические кривые колебательного движения показаны линиями 3 на фиг. 2, для которых значения глубины  $z$  указаны на оси ординат слева в скобках (3-1 соответствует движению лидирующего вихря, 3-3 — увеличению его горизонтального диаметра, 3-2 — высоте оставляемого в виде струи следа). Обращает на себя внимание объемная синхронность совершения колебательного движения конвективной струи сложной формы. Кривая 2 фиг. 2 показывает усредненное увеличение диаметра лидирующих вихрей конвективных струй, соответствующую кинетической кривой 1. Значения глубины  $z$  для кривой 2 указаны на оси ординат справа.

При анализе кинетики приповерхностного конвективного движения обращает на себя внимание неравномерность временного хода по мере опускания в глубинные слои жидкости, в котором можно выделить несколько участков с заметно отличающимися скоростями. Рассчитанные из кинетических кривых динамические характеристики для таких выделенных участков приведены

Глубина $z$ , мм	Скорость опускания $u = \partial z / \partial t$ , см/с	$Re = \frac{\rho u d}{\mu}$	$Fr = \frac{u^2}{gd}$
<1	$< 3 \cdot 10^{-3}$	$\leq 3 \cdot 10^{-2}$	$< 9 \cdot 10^{-8}$
1—17	$3 \cdot 10^{-3}$	$(3-7) \cdot 10^{-2}$	$(9-4) \cdot 10^{-8}$
15—45	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$(4-6) \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-8}$
50—110	$1 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-7}$
>100	$< 3 \cdot 10^{-3}$	$> 10^{-1}$	$\sim 2 \cdot 10^{-8}$

При анализе кинетики приповерхностного конвективного движения обращает на себя внимание неравномерность временного хода по мере опускания в глубинные слои жидкости, в котором можно выделить несколько участков с заметно отличающимися скоростями. Рассчитанные из кинетических кривых динамические характеристики для таких выделенных участков приведе-



Фиг. 3

ны в таблице с учетом значения времени релаксации поверхностной пленки  $t_p = 30-35$  с.

Начальный участок конвективного движения до глубины  $z = 30$  мм, происходящего в течение примерно 160 с, удовлетворительно аппроксимируется степенной функцией параболического типа  $z = 0,25 (t - t_p)^{1,65}$  мм. Эта зависимость приведена на фиг. 3. Без учета времени релаксации процесс микроконвекции в указанном поверхностном слое аппроксимируется зависимостью  $z = 294 \cdot t^{0,059} - 365$  мм.

Низкие значения чисел Рейнольдса и Фруда, приведенные в таблице, где  $d$  — диаметр каплевидной передней части конвективной струи, а остальные обозначения общеизвестны, показывают, что в развитии процесса микроконвекции основную роль играют силы гравитации и вязкости  $\mu/d^2$  по сравнению с силами инерции  $\rho u^2/d$ . По мере увеличения глубины распространения микроконвекции значение  $d$  увеличивается (кривые 2, 3, фиг. 2), что вместе с изменением скорости проникновения дает некоторое увеличение значения числа Re.

Для выяснения причин обнаруженного изменения скорости конвективных потоков требуются дополнительные исследования. Например, начальный участок до глубины  $z = 20$  мм, вероятно, связан с движением лидирующих слабо развитых вихрей. Это предположение согласуется с закономерным возрастанием их диаметров на временной зависимости (кривая 2, фиг. 2).

Из работ, посвященных исследованию скин-слоя водной поверхности, известно, что гидрофизические свойства приповерхностных слоев воды, начиная с первого миллиметрового слоя, различаются [3—6]. Вероятно, флуоресцентный краситель, как трассер, распределенный на молекулярном уровне, чувствителен к таким тонким изменениям гидрофизических свойств.

Возможной причиной наблюдаемых изменений является стратификация приповерхностных слоев воды, создаваемая микроконвекцией верхней более холодной пленки воды. Как следует из проведенных экспериментов, в отличие от несмешивающихся жидкостей, где устойчивой формой существования является сферическая капля, при проникновении капли через поверхность однородной жидкости, в частности воды, она превращается в кольцевой или тороидальный вихрь, за счет чего этот элемент жидкости получает начальный импульс движения, как это видно из кривых 3 фиг. 2. Источником энергии такого процесса, очевидно, является энергия поверхностного натяжения жидкости.

Достигнув определенной глубины (см. фиг. 2), проникающий элемент жидкости совершает колебательные движения, вызванные силами плавучести. Период таких колебаний составляет величину  $T \cong 35$  с. Очевидно, этот период соответствует частоте плавучести (частоте Вайсяля — Брента)  $N(z) = 2\pi/T = 6,28/35 \cong 0,2$  с<sup>-1</sup> при  $\rho = 0,999$  г·см<sup>-3</sup> (плотность

воды при  $19^\circ\text{C}$ ) и  $g = 981 \text{ см}\cdot\text{с}^{-2}$  (ускорение силы тяжести). Отсюда можно определить градиент плотности, возникающий в воде в результате микроконвекции поверхностной пленки:  $-\partial\rho/\partial z = N(z)^2\rho/g \cong 4\cdot 10^{-5} \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ . Эта величина хорошо совпадает с результатами определения градиента плотности, полученными из интерференционных измерений [4].

Отсюда следует, что такой градиент на глубине  $\sim 3 \text{ см}$  (кривые 3, фиг. 2) обусловлен разницей в плотности воды относительно поверхности  $\Delta\rho \simeq \Delta z 4\cdot 10^{-5} = 1,2\cdot 10^{-4} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ . По этой разнице плотности из уравнения состояния воды можно определить разницу между температурой поверхностной пленки и слоем воды на глубине в 3 см, которая оказывается равной  $0,6-0,7^\circ$ . Это значение, рассчитанное из флуориметрических измерений, хорошо совпадает со значением разницы температуры, полученной в лабораторных и натуральных исследованиях путем прямых экспериментальных измерений [2-6].

На основании полученных результатов отметим следующее.

Молекулярные слои флуоресцентного красителя, нанесенные на поверхность воды, являются чувствительным зондом для выявления гидрофизических приповерхностных процессов.

Капли воды при проникновении через поверхностную пленку воды в ее объем в отсутствие вертикального импульса движения формируют кольцевые или тороидальные вихри.

Скорость микроконвективных потоков с поверхности воды является неравномерной и составляет в среднем величину  $\sim 10^{-3} \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$  при  $Re = 10^{-2}-10^{-1}$  и  $Fr = 10^{-7}-10^{-8}$ .

Процесс проникновения микроконвективных потоков в глубину до  $z = 3 \text{ см}$  аппроксимируется степенной функцией  $z = 0,25(t-t_p)^{1,05} \text{ мм}$ , где  $t_p = 30-35 \text{ с}$ . Без учета времени релаксации эта аппроксимация имеет вид  $z = 294\cdot t^{0,059} - 365 \text{ мм}$ .

Микроконвективные потоки стратифицируют приповерхностные слои воды, так что частота плавучести, измеренная экспериментально, на глубине  $z = 3 \text{ см}$  равна  $0,2 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует градиенту плотности  $\sim 4\cdot 10^{-5} \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  и перепаду температуры относительно поверхности  $0,6-0,7^\circ$ .

Поступила 5 XI 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зубов Н. Н. Замечательный случай образования льда. — Метеорологический вестник, 1934, № 10—12.
2. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972.
3. Конвективное перемешивание в море. М.: Изд-во МГУ, 1977.
4. Гинзбург А. Н., Федоров К. Н. О вкладах солености и температуры в развитие конвекции при испарении морской воды. — В сб.: Исследование изменчивости физических процессов в океане. М.: изд. Ин-та океанологии АН СССР, 1978.
5. McAlister E. D., McLeish W. Heat transfer in the top millimeter of the ocean. — J. Geophys. Res., 1969, vol. 74, N 13.
6. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малевский-Малевич С. П., Преображенский Л. Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Л.: Гидрометеоиздат, 1974.

УДК 532.517.4 + 532.5<sup>9</sup>

#### К ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН С ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

А. Г. Сазонтов

(Горький)

1. Одной из актуальных задач динамики атмосферы и океана является изучение воздействия вихревой гидродинамической турбулентности на распространение волн различных типов (поверхностное волнение, звук, внутренние волны и т. п.), при этом собственно гидродинамическую турбулентность необходимо отделять от вихревых движений, сопутствующих волнам [1, 2].