Из рисунка, *в* видно, что все узлы обратной решетки для указанных четырех ориентировок ε-фазы в плоскости $(0\ 0\ 1)_\gamma^*$ совпадают с некоторыми узлами γ-фазы (ε-ячейки проведены пунктиром). Причем с узлом $(0\ 2\ 0)_\gamma$, в соответствующем рефлексе которого было получено темнопольное изображение, не совпадает ни один из узлов ε-фазы. Это означает, что периодическая картина на темнопольном изображении сформирована только матричным рефлексом. Таким образом, дополнительные рефлексы на электронограмме не связаны с наличием в плоскостях $\{0\ 0\ 1\}_\gamma^*$ узлов ε-фазы. Дальнейший анализ показал, что вблизи $\{0\ 0\ 1\}_\gamma^*$ под углом $\sim 8°$ проходят плоскости типа $(1.1.10)_\gamma^*$, с которыми точно совпадают некоторые плоскости ε-фазы, а именно:

$$(1.1.10)_\gamma^* \parallel [\bar{2}\ \bar{1}\ 1]_{\varepsilon_1}^* \qquad (\bar{1}.\bar{1}.10)_\gamma^* \parallel (2\ 1\ 1)_{\varepsilon_2}^*$$
$$[1\ \bar{1}\ 0]_\gamma^* \parallel [1\ \bar{2}\ 0]_{\varepsilon_1}^* \qquad [1\ \bar{1}\ 0]_\gamma^* \parallel [1\ \bar{2}\ 0]_{\varepsilon_2}^*$$
$$(\bar{1}.1.10)_\gamma^* \parallel (1\ \bar{1}\ 1)_{\varepsilon_3}^* \qquad (1.\bar{1}.10)_\gamma^* \parallel (1\ 2\ 1)_{\varepsilon_4}^*$$
$$[1\ 1\ 0]_\gamma^* \parallel [1\ 1\ 0]_{\varepsilon_3}^* \qquad [1\ 1\ 0]_\gamma^* \parallel [2\ \bar{1}\ 0]_{\varepsilon_4}^*$$

Поскольку пластины ε-фазы имеют очень малую толщину (~ 50 Å), то узлы обратной решетки ε-фазы растянуты и имеют форму штабов, которые пересекают близлежащие плоскости, и в частности плоскости $\{0\ 0\ 1\}_\gamma^*$. На рисунке, *в* крестами и точками показаны места пересечения плоскости $(0\ 0\ 1)_\gamma^*$ штабами от узлов ε-фазы, исходящими из плоскостей типа $(1.1.10)_\gamma^*$, а кружками изображены экстра-рефлексы от двойной дифракции матричных пучков, которые, как и точки пересечения штабов, располагаются вдоль $\langle 1\ 1\ 0 \rangle_\gamma^*$. Из сравнения теоретической электронограммы (см. рисунок, *в*) с экспериментальной (см. рисунок, *а*) видно их практическое совпадение, если принять во внимание, что полный набор рефлексов должен получаться при идеальной ориентировке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Suzuki T., Wuttig M. Acta metall., 1975, 23, p. 1069. [2] Хачатурян А. Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974. [3] Rush J. D., Johnson C. E., Thomas M. F. J. Phys. F., 1976, N 6, p. 2117. [4] Утевский Л. М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. М.: Металлургия, 1973.

Поступила в редакцию
27.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 551.465

К ВОПРОСУ ОБ УСТАНОВИВШЕЙСЯ ЦИРКУЛЯЦИИ В МЕЛКОМ МОРЕ

Н. К. Шелковников, С. М. Новочинский, И. С. Ракитина

(кафедра физики моря и вод суши)

В работе поставлена задача — исследовать в лабораторных условиях, моделирующих шельфовые районы моря, структуру течений, возникающих при ветровом нагоне.

Эксперимент проводился в аэрогидроканале с размерами $14 \times 2{,}5 \times 1{,}23$ м, на дне которого была установлена клиновидная модель берегового откоса ($2{,}5 \times 1{,}23 \times 0{,}35$ м). Глубина заполнения канала водой составляла 30 см над плоским дном.

Действие потока воздуха вызывало в верхнем слое воды дрейфовое течение. Вследствие ограниченных размеров канала в нижнем слое возникало компенсационное (градиентное) противотечение.

Для исследования установившейся циркуляции воды был проведен комплекс измерений, включавший регистрацию вертикальных профилей средней скорости $\bar{u}$ в дрейфовом и градиентном течениях и пульсаций продольной u' и вертикальной w' составляющих скорости градиентного течения на различных расстояниях от уреза воды, а также скорости ветра V и элементов волнения.

Средняя скорость течения измерялась с помощью частиц нейтральной плавучести. Относительная ошибка при осреднении результатов по серии из 20 измерений не превышала 15%.

Пульсации продольной и вертикальной составляющих скорости течения регистрировались термогидрометром [1].

В качестве чувствительных элементов использовались платиновые нити диаметром 20 мкм и длиной 5 мм. Тарировка термогидрометра проводилась в лотке путем протяжки датчика в спокойной воде. Чувствительность прибора к изменениям продольной компоненты скорости и к изменениям угла атаки датчика составляла соответственно $S_1=0{,}15$ см/с и $S_2=0{,}01$ рад на 1 мм шкалы регистратора — шлейфового осциллографа Н-010М.

Средняя скорость ветра измерялась нестандартной индукционной микровертушкой с диаметром лопастей 0,9 см. Импульсы напряжения до 10 мВ, индуцированные в вертушке, после усиления регистрировались частотомером Ф-599. Период осреднения был равен 100 с. Элементы ветровых волн регистрировались струнным волнографом, а также с помощью фотосъемки.

В нашем эксперименте скорость ветра на высоте 30 см над уровнем невозмущенной поверхности воды составляла 8,1 м/с. Профили скорости ветра над водой до высоты 70 см удовлетворяли логарифмическому закону. Это дало возможность определить основные характеристики воздушного потока:

а) динамическую скорость $V_* = \dfrac{\varkappa (V_2 - V_1)}{2{,}3 (\lg z_2 - \lg z_1)}$, где V_1 и V_2 — скорость ветра на горизонтах z_1 и z_2; $\varkappa$ — постоянная Кармана ($\varkappa \simeq 0{,}4$);

б) касательное напряжение ветра $\tau_в = \rho_в V_*^2$;

в) параметр шероховатости z_0 по формуле $\lg z_0 = \dfrac{V_2 \lg z_1 - V_1 \lg z_2}{V_2 - V_1}$,

где $\rho_в = 1{,}25 \cdot 10^{-3}$ г/см^3 — плотность воздуха.

Были получены следующие численные значения:

$$V_* = 47{,}4 \text{ см/с}, \quad \tau_в = 0{,}281 \text{ Н/м}^2, \quad z_0 = 0{,}037 \text{ см}.$$

При длине ветрового разгона 11 м средняя высота волн составила 2,8 см, длина 17 см, период 0,33 с.

На рис. 1 представлены вертикальные профили средней скорости течения, измеренные на расстояниях 1,25, 1,75 и 3,3 м от уреза воды (при глубине потока воды 18, 25 и 30 см соответственно). Из рисунка видно, что полученные профили подобны. Их особенностью является существование переходного слоя между дрейфовым и градиентным течениями (при $0{,}25 < z/H < 0{,}5$, где H — глубина потока воды), в котором осредненные значения скорости близки к нулю. Наблюдения показали, что в переходном слое продольная составляющая скорости течения отличается значительной изменчивостью как по направлению, так и по величине. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что при

практическом равенстве действующих сил в эту область проникают турбулентные вихри из выше- и нижележащих слоев жидкости.

Жидкость в нижнем слое ($z/H > 0{,}5$) охвачена относительно устойчивым градиентным противотечением, ядро которого находится на глубине $\sim 0{,}9\, z/H$ (см. рис. 1). Следует отметить, что по мере увеличения полной глубины потока H происходило увеличение максимальной скорости противотечения.

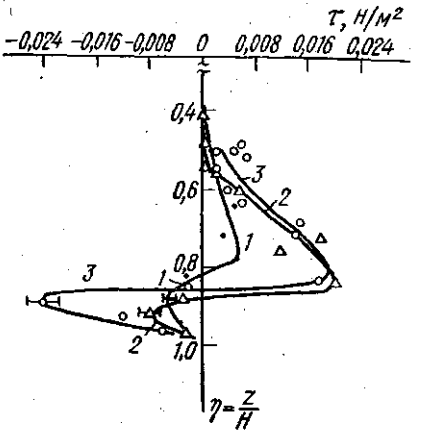

Рис. 2. Вертикальное распределение турбулентного трения в градиентном течении; обозначения те же, что на рис. 1

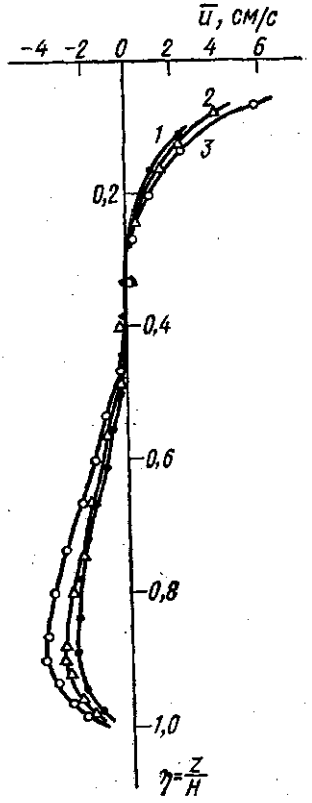

Рис. 1. Распределение средней скорости течения на различных расстояниях от уреза воды: $H=18$ (*1*), 25 (*2*) и 30 (*3*) см

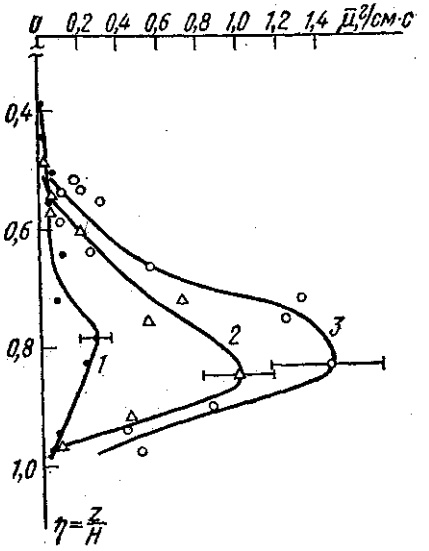

Рис. 3. Вертикальные профили коэффициента турбулентной вязкости в градиентном течении; обозначения те же, что на рис. 1

Для выяснения характера изменения турбулентного трения τ и коэффициента турбулентной вязкости μ в градиентном течении была проведена статистическая обработка записей пульсаций u' и w', для которых выполнялось условие стационарности. В результате были получены среднеквадратичные отклонения σ_1 и σ_2 соответственно продольной и вертикальной составляющих скорости, а также взаимная

корреляция $R_{12} = \frac{\overline{u'w'}}{\sigma_1 \sigma_2}$, которые определялись по 528 значениям u' и w'. Это позволило рассчитать значения турбулентного трения по формуле

$$\tau = -\rho R_{12} S_1 S_2 \bar{u}.$$

Вертикальные профили τ приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что в области градиентного течения τ имеет два противоположных по знаку экстремума, причем смена знака происходит на глубине, где средняя скорость компенсационного противотечения достигает наибольшего значения. Согласно результатам работы [2], в области дрейфового течения величина τ имеет максимум на глубине, соответствующей подошве волны, а затем резко уменьшается. Наши измерения показали, что в градиентном течении τ убывает по мере приближения к переходному слою. На основании этих данных можно сделать предположение, что в переходном слое значения τ существенно меньше, чем в дрейфовом и градиентном течениях.

Коэффициент турбулентной вязкости μ определялся по формуле $\mu = \tau \Big/ \left(\frac{d\bar{u}}{dz}\right)$. Графики распределения μ по глубине представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, величина μ резко возрастает при удалении от твердой границы потока и вновь уменьшается при приближении к переходному слою, причем максимальные значения μ увеличиваются с увеличением H. Следует также отметить отсутствие отрицательных значений μ, что объясняется одновременной сменой знака у градиента скорости течения и у значений турбулентного трения τ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Букина Л. А., Шелковников Н. К., Миронов П. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, 15, № 5, с. 574. [2] Доброклонский С. В., Лесников Б. М. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1975, 11, № 9, с. 942.

Поступила в редакцию
10.07.79
В окончательной
редакции
26.10.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1982, Т. 23, № 3

УДК 621.373:535+535.375.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ВЫНУЖДЕННОГО ТРЕХФОТОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПАРАХ РУБИДИЯ

Н. В. Знаменский, В. И. Одинцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

Впервые инфракрасное вынужденное трехфотонное рассеяние света (ИК ВТФР) с перестраиваемой частотой было обнаружено в парах натрия [1]. В работе [2] сообщалось о наблюдении перестраиваемого по частоте ИК ВТФР в парах рубидия (Rb). Цель настоящей работы состояла в детальном исследовании энергетических, пороговых и спектральных характеристик ИК ВТФР вблизи переходов $6^2P_{3/2}$—$5^2D_{3/2,5/2}$ атома Rb. В качестве источника возбуждающего излучения использовался лазер на красителе с перестраиваемой ча-