Динамические системы, 2018, том 8(36), №2, 149–157

УДК 532.5.031

О взаимном влиянии дрейфа Стокса и неустойчивости Кельвина-Гельмгольца

А. А. Очиров, Д. Ф. Белоножко
Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,
Ярославль 150003. *E-mail: belonozhko@mail.ru*

Аннотация. В работе представлено обобщение аналитической методики по расчету скорости дрейфовых смещений жидких частиц на горизонтальной границе раздела двух идеальных жидких сред, возмущенной волновым пакетом Стокса, в условиях реализации неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Получены аналитические выражения для скорости горизонтального дрейфового движения, инициированного волновым пакетом Стокса, распространяющимся по границе раздела двух идеальных жидкостей.

Ключевые слова: неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, дрейф Стокса, волновой пакет Стокса, капиллярно-гравитационная волна.

On the mutual influence of the Stokes drift and the Kelvin-Helmholtz instability

A. A. Ochirov, D. F. Belonozhko
P. G. Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl 150003.

Abstract. A generalization of the analytical asymptotic technique for calculating the mass transport velocity under conditions of realization of the Kelvin-Helmholtz instability is presented in the paper. An analytical expressions for the drift velocity initiated by the propagation of the simplest Stokes wavepacket along the interface of two ideal immiscible liquids are obtained. Attention to a new property of the Kelvin-Helmholtz instabiluty that has not been investigated before is drawn. This property cannot be revealed in frame of the Euler's description.

Keywords: Kelvin-Helmholtz instability, Stokes drift, Stokes wavepacket, capillary-gravity wave.
MSC 2010: 76E05, 76E17,

1. Введение

При наличии тангенциального скачка поля скоростей на поверхности раздела двух идеальных несмешивающихся жидкостей, в системе могут возникнуть условия, способствующие развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Эти условия легко определяются из дисперсионного уравнения

$$\omega = \frac{kU_0\rho' + \sqrt{k\left(-kU_0^2\rho\rho' + k^2\gamma\left(\rho+\rho'\right) + g\left(\rho^2-\rho'^2\right)\right)}}{\left(\rho+\rho'\right)}, \tag{1}$$

связывающего круговую частоту волнового движения ω с волновым числом k и другими параметрами задачи. Если тангенциальный скачок скоростей U_0 превышает некоторое критическое значение, то частота ω оказывается комплексной, свидетельствуя о том, что граница раздела становится неустойчивой по отношению к сколь угодно малому по амплитуде волновому возмущению длины волны $\lambda = 2\pi/k$. При традиционном рассмотрении в равновесном состоянии нижняя более плотная жидкость с плотностью ρ считается неподвижной, а верхняя с плотностью $\rho' < \rho$ — движущейся поступательно с постоянной горизонтальной скоростью U_0 (без трения о поверхность раздела, ввиду идеальности обеих жидкостей). В уравнении (1) учтено, что поверхность раздела обладает капиллярными свойствами, характеризуемыми коэффициентом межфазного поверхностного натяжения γ.

Как правило, задачу формулируют в эйлеровом представлении, в котором векторы поля скоростей сопоставляются фиксированным точкам неподвижной системы координат. Однако, записанное в такой форме решение задачи не позволяет установить взаимосвязь между дрейфовым движением, инициированным распространением волнового возмущения по границе раздела, и значением тангенциального скачка скорости на поверхности раздела. В отличии от переменных Эйлера, переменные Лагранжа описывают поле скоростей, сопоставленное индивидуализированным своими начальными координатами жидким частицам, и это позволяет проследить за перемещением каждой индивидуальной жидкой частички. Впервые дрейфовое движение, порожденное волновым возмущением, было предсказано Дж. Г. Стоксом. Он показал, что периодическая гравитационная волна, распространяющейся по свободной горизонтальной поверхности идеальной жидкости, инициирует не только хорошо известное циклическое движение жидких частиц, но и медленное среднее течение вдоль направления распространения волны — «дрейф Стокса». Стокс получил известное выражение для скорости горизонтального дрейфового массопереноса [1]:

$$U_{drift} = \zeta^2 k\omega e^{-2kd}. \tag{2}$$

Эта скорость пропорциональна квадрату амплитуды волнового движения ζ и экспоненциально убывает с глубиной d.

Современные наблюдения за волнами, индуцированными ураганным ветром (ураганом Исаак) в Мексиканском заливе [2], показали, что дрейф Стокса оказывает значительное влияние на направление и скорость переноса вещества в условиях сильных ветровых воздействий. В работе [5] исследовалось дрейфовое движение, инициированное простейшей бегущей волной, распространяющейся вдоль границы раздела двух идеальных жидкостей на начальных этапах развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В исследовании [3] обсуждалось влияние поверхностного электрического заряда на скорость массопереноса, возникающего из-за распространения по свободной поверхности идеальной жидкости волнового пакета Стокса. В [4] рассматривалось совместное влияние на скорость дрейфа двух дестабилизирующих свободную поверхность факторов: поверхностного электрического заряда и тангенциального разрыва скоростей на границе раздела идеальных жидкостей. В настоящей работе с помощью аналитической методики [6], позволяющей корректно перейти от эйлерова описания поля скоростей к переменным Лагранжа, рассматривается обобщение решенной в работе [5] задачи. В отличии от [5], где в качестве причины дрейфового движения рассматривалась простейшая периодическая волна, в настоящей работе возмущение границы раздела берется в виде волнового пакета Стокса, состоящего из двух капиллярно-гравитационных волн близких длин.

2. Математическая формулировка задачи

Рассмотрим две несмешивающиеся идеальные полубесконечные жидкости, заполняющие верхнее и нижнее полупространства декартовой системы координат $Oxyz$ с осью Oz, направленной вертикально вверх против направления действия поля силы тяжести $\mathbf{g}$. Будем считать, что плоскость Oxy расположена вдоль невозмущенной поверхности раздела: нижняя жидкость с плотностью ρ неподвижна, а более легкая верхняя жидкость с плотностью $\rho' < \rho$ движется в положительном направлении оси Ox с постоянной скоростью U_0. Пусть по границе раздела вдоль оси Ox распространяется волновой пакет Стокса, состоящий из двух капиллярно-гравитационных волн одинаковой амплитуды ζ и волновыми числами $k^+ = k + \Delta k$ и $k^- = k - \Delta k$, отличающимися на малую величину $2\Delta k \ll k$. Поверхность раздела сред характеризуется коэффициентом поверхностного натяжения γ. Амплитуда волнового движения ζ считается малой по сравнению с длиной несущей волны $\lambda = 2\pi/k$. Для простоты движение будем считать независящим от горизонтальной координаты y.

Для корректного учета граничных условий на возмущенной границе раздела идеальных жидкостей $z = \xi \equiv \xi(x,t)$ используется методика, предложенная в [6]: сначала поле скоростей рассчитывается в переменных Эйлера, а затем по специальной методике выполняется переход к представлению в форме Лагранжа.

Математическая формулировка задачи расчета гидродинамических потенциалов в верхней φ' и нижней φ средах имеет вид:

$$z > \xi: \qquad \Delta\varphi' = 0; \qquad P' = p_0 - \rho' g z - \rho' \partial_t \varphi' - \frac{\rho'}{2}\left[(\partial_x \varphi' + U_0)^2 + (\partial_z \varphi')^2\right]; \tag{3}$$

$$\begin{gathered} z = \xi: \qquad \partial_t \xi + \partial_x \xi \partial_x \varphi = \partial_z \varphi; \qquad \partial_t \xi + (\partial_x \varphi' + U_0)\,\partial_x \xi = \partial_z \varphi'; \\ P - P' = -\gamma \partial_{xx} \xi \left(1 + (\partial_x \xi)^2\right)^{-3/2}; \end{gathered} \tag{4}$$

$$z < \xi: \qquad \Delta\varphi = 0; \qquad P = p_0 - \rho g z - \rho \partial_t \varphi - \frac{\rho}{2}\left[(\partial_x \varphi)^2 + (\partial_z \varphi)^2\right]; \tag{5}$$

$$z \to \infty: \qquad \nabla\varphi' \to 0; \qquad z \to -\infty: \qquad \nabla\varphi \to 0. \tag{6}$$

Здесь P и P' — гидродинамические давления в нижней и верхней жидкостях соответственно, p_0 — постоянная составляющая внешнего давления (например, атмосферное давление в системе вода-воздух p_0).

Задача решалась методом разложения по малому параметру $\varepsilon = \zeta k$, пропорциональному отношению амплитуды волн, составляющих пакет, к длине несущей волны λ. Поскольку дрейф Стокса — явление второго порядка малости по амплитуде волнового движения, то решение имеет смысл искать с той же точностью:

$$\begin{pmatrix}\xi\\ \varphi\\ \varphi'\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\xi_1\\ \varphi_1\\ \varphi'_1\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}\xi_2\\ \varphi_2\\ \varphi'_2\end{pmatrix}+O\left(\varepsilon^3\right). \tag{7}$$

Разлагая с необходимой точностью в ряд по z функции, входящие в граничные условия (4), несложно переформулировать их в соотношения на уровне $z=0$ [6], [7] и, используя разложения (7), перейти от (3)-(6) к задачам первого и второго порядков малости.

Математическая формулировка задачи первого по ε порядка малости имеет вид:

$$z>0:\qquad \Delta\varphi'_1=0;\qquad z<0:\qquad \Delta\varphi_1=0; \tag{8}$$
$$z=0:\qquad \partial_t\xi_1-\partial_z\varphi_1=0;\qquad \partial_t\xi_1+U_0\partial_x\xi_1-\partial_z\varphi'_1=0; \tag{9}$$
$$g\xi_1\left(\rho'-\rho\right)-\rho\partial_t\varphi_1+\rho'\partial_t\varphi'_1+\rho' U_0\partial_x\varphi'_1+\gamma\partial_x\xi_1=0; \tag{10}$$
$$z\to\infty:\qquad \nabla\varphi'_1\to 0;\qquad z\to-\infty:\qquad \nabla\varphi_1\to 0. \tag{11}$$

Задача второго по ε порядка малости описывается соотношениям:

$$z>0:\qquad \Delta\varphi'_2=0;\qquad z<0:\qquad \Delta\varphi_2=0; \tag{12}$$
$$\begin{gathered} z=0:\qquad \partial_t\xi_2-\partial_z\varphi_2=\xi_1\partial_{zz}\varphi_1-\partial_x\varphi_1\xi_1;\\ \partial_t\xi_2+U_0\partial_x\xi_2-\partial_z\varphi'_2=\xi_1\partial_{zz}\varphi'_1-\partial_{xx}\varphi'_1\partial_{xx}\xi_1;\\ g\xi_2\left(\rho'-\rho\right)-\rho\partial_t\varphi_2+\rho'\partial_t\varphi'_2+\rho' U_0\partial_x\varphi'_2+\gamma\partial_x\xi_2=\rho\xi_1\partial_{zt}\varphi_1+\\ +\frac{\rho}{2}\left(\left(\partial_x\varphi_1\right)^2+\left(\partial_z\varphi_1\right)^2\right)-\rho'\xi_1\partial_{zt}\varphi'_1-\frac{\rho'}{2}\left(\left(\partial_x\varphi'_1\right)^2+\left(\partial_z\varphi'_1\right)^2+2U_0\xi_1\partial_{xx}\varphi'_1\right); \end{gathered} \tag{13}$$
$$z\to\infty:\qquad \nabla\varphi'_2\to 0;\qquad z\to-\infty:\qquad \nabla\varphi_2\to 0. \tag{14}$$

Последовательное решение сначала задачи первого порядка малости (8)-(11), а затем задачи второго порядка малости (12)-(14) приводит к аналитическим выражениям, описывающим компоненты эйлерова поле скоростей во втором приближении по ε.

3. Решение задачи

Решение задачи первого порядка малости (8)-(11) имеет следующий вид:

$$\begin{gathered} \xi_1=\zeta\cos\left(\omega^+t-k^+x\right)+\zeta\cos\left(\omega^-t-k^-x\right)\\ \varphi_1=-\zeta\exp\left(k^+z\right)\frac{\omega^+}{k^+}\sin\left(\omega^+t-k^+x\right)-\zeta\exp\left(k^-z\right)\frac{\omega^-}{k^-}\sin\left(\omega^-t-k^-x\right)\\ \varphi'_1=-\zeta\exp\left(-k^+z\right)\frac{k^+U_0-\omega^+}{k^+}\sin\left(\omega^+t-k^+x\right)-\\ -\zeta\exp\left(-k^-z\right)\frac{k^-U_0-\omega^-}{k^-}\sin\left(\omega^-t-k^-x\right). \end{gathered} \tag{15}$$

Здесь $\omega^{\pm} = \omega \pm \Delta\omega = \omega \pm V_g \Delta k$ ($V_g = \partial\omega/\partial k$ — групповая скорость), а частота ω определяется дисперсионным уравнением (1).

Анализ дисперсионного уравнения (1) показывает, что круговая частота ω является действительным числом при выполнении условия:

$$U_0 \leq U_{cr} = \sqrt{\frac{k^2\gamma\left(\rho+\rho'\right)+g\left(\rho^2-\rho'^2\right)}{k\rho\rho'}}, \tag{16}$$

что соответствует волновому движению с постоянной амплитудой. В случае, когда $U_0 > U_{cr}$, круговая частота ω принимает комплексные значения. Это означает, что в решении (15) амплитуды возмущения ξ и гидродинамических потенциалов становятся пропорциональными $\propto \exp\left(Im\left(\omega\right)t\right)$. Это соответствует движению с экспоненциально нарастающей во времени амплитудой — начальную стадию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Стоит отметить, что критическая скорость верхней среды, реализующая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, минимальна $U_0 = U_{cr}^{min}$ для длины волны, соответствующей наиболее «чувствительному» к дестабилизирующему воздействию волновому числу

$$k_{min} = \sqrt{\frac{g\left(\rho-\rho'\right)}{\gamma}}.$$

Об устойчивом движении можно говорить только при выполнении условия $U_0 \leq U_{cr}^{min} = U_{cr}(k_{min})$. В противном случае даже при сколь угодно малом превышении $U_0 > U_{cr}^{min}$ в спектре волн имеются волновые возмущения с экспоненциально растущей амплитудой.

Проанализируем выражение для отклонения границы раздела ξ_1 от равновесного положения. Используя известные тригонометрические преобразования, его можно свести к виду [8]:

$$\xi_1 = 2\zeta\cos\left(\omega t - kx\right)\cos\left(\Delta\omega t - \Delta kx\right). \tag{17}$$

Согласно (17) в задаче естественным образом выделются разные масштабы времени: период несущей волны $T = 2\pi/\omega$ характеризует быстрые изменения амплитуды, а период огибающей волнового пакета $\tau = 2\pi/\Delta\omega \gg T$ — медленные.

Подставив (15) в правые части (13) получим граничные условия для задачи второго порядка малости при $z = 0$:

$$\partial_t\xi_2 - \partial_z\varphi_2 = -2\zeta^2\Delta k\omega e^{Im(\omega)t}\sin\left(2\Delta\omega t - 2\Delta kx\right) + \zeta^2\Pi\left(t\right);$$

$$\begin{aligned}\partial_t\xi_2 + U_0\partial_x\xi_2 - \partial_z\varphi_2' &= 2\zeta^2 e^{Im(\omega)t}\times\\ &\times\left(U_0^2\Delta k^2\rho' - 2U_0\Delta k\Delta\omega\rho' + \Delta\omega^2\rho' - \Delta\omega^2\rho\right)\cos\left(2\Delta\omega t - 2\Delta kx\right) + \zeta^2\Pi\left(t\right);\end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned}g\xi_2\left(\rho'-\rho\right) - \rho\partial_t\varphi_2 + \rho'\partial_t\varphi_2' + \rho' U_0\partial_x\varphi_2' + \gamma\partial_x\xi_2 &=\\ = 2\zeta^2\left(kU\Delta k - \Delta k\omega\right)e^{Im(\omega)t}\sin\left(2\Delta\omega t - 2\Delta kx\right) + \zeta^2\Pi\left(t\right).\end{aligned}$$

Здесь $\Pi(t)$ — быстро меняющиеся со временем циклические выражения (характерное время их изменения равно T). Такого же рода слагаемые возникали и в задаче с простейшей периодической волной в качестве возмущения границы раздела [6]. Согласно [6] они не влияют на скорость среднего горизонтального дрейфа, поэтому в (18) в явном виде выписаны только медленно меняющиеся слагаемые, которых в модели [6] не было. Для дальнейшего анализа достаточно решить «усеченную» задачу второго порядка малости без учета слагаемых, обозначенных $\Pi(t)$. Соответствующее решение для компонент поля скоростей в нижней u_d и верхней u_d' жидкостях имеют вид:

$$u_d = 2\zeta^2 \Delta k e^{2z\Delta k + Im(\omega)t} \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx) \times \\ \times \frac{2kU_0(V_g - U_0) V_g \Delta k \rho' - (g(\rho+\rho') + 2V_g \Delta k(-U_0\rho' + V_g\rho' - V_g\rho))\omega}{g(\rho+\rho')} \tag{19}$$

$$u_d' = 2\zeta^2 \Delta k e^{-2z\Delta k + Im(\omega)t} \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx) \times \\ \times \frac{g(\rho+\rho')(kU_0 - \omega) - 2(U_0 - V_g)\Delta k(kU_0\rho'(U_0 - V_g) - (U_0\rho' - V_g\rho' + V_g\rho)\omega)}{g(\rho+\rho')} \tag{20}$$

Соотношения (15), (19), (20) представляют части эйлеровой скорости течения, через которые, как будет показано далее, вычисляется дрейфовая составляющая лагранжевой скорости, с которой перемещается индивидуальная жидкая частичка, начавшая движение при $t = 0$ из точки с координатами (x, z). Причем, если выполнено условие $U_0 \le U_{cr}^{min}$, то множитель $\exp(Im(\omega)t)$ обращается в единицу, гарантируя отсутствие нарастания амплитуды волнового движения.

Существует известная формула перехода от эйлеровой скорости $\mathbf{V}(\mathbf{r},t) = u(\mathbf{r},t)\mathbf{e}_x + v(\mathbf{r},t)\mathbf{e}_z$ к скорости в переменных Лагранжа $\mathbf{V}_L(\mathbf{r},t) = u_L(\mathbf{r},t)\mathbf{e}_x + v_L(\mathbf{r},t)\mathbf{e}_z$. С точностью до второго порядка малости по амплитуде волнового движения соотношение, выражающее эту связь, выглядит следующим образом [9],[10],[11]:

$$\mathbf{V}_L(\mathbf{r},t) = \mathbf{V_1}(\mathbf{r},t) + \mathbf{V_2}(\mathbf{r},t) + \left(\left(\int_0^t \mathbf{V_1}(\mathbf{r},\tau)\,d\tau\right)\cdot\nabla\right)\mathbf{V_1}(\mathbf{r},t) \tag{21}$$

Здесь $\mathbf{V_1}(\mathbf{r},t)$ — эйлерова скорость течения в первом приближении по амплитуде волны, являющаяся решением линеаризованной задачи (в нашем случае — задачи (8) —(11)), а $\mathbf{V_2}(\mathbf{r},t)$ — поправка второго порядка малости (в данной ситуации определяемая решением задачи (12) —(14)).

Формула (21) является приближенной, справедливой в квадратичном приближении по амплитуде волны и только для случая малых смещений жидкой частички относительно начального положения. Дело в том, что при выводе (21) использовалось разложение по малому параметру — отклонению частицы от начального положения [12]. В связи со сказанным, имеется серьезное ограничение на область применимости (21): за любое конечное время t частичка жидкости должна смещаться от своего начального положения на расстояние, не превышающее амплитуду волны. Поэтому, прежде, чем применять (21) к полю скоростей в области $z > 0$, необходимо трансформировать формулы, описывающие эйлерово поле скоростей в верхней среде, движущейся со скоростью U_0 в перемещающуюся вместе с ней систему отсчета (учитывая при этом эффект Доплера), и только после этого посредством (21) переходить к лагранжевым переменным. Возвращение в неподвижную систему координат $Oxyz$ не представляет никакого труда. Описанная процедура имеет некоторые расчетные нюансы, подробно описанные в работе [6]. Методика, предложенная в [6], позволяет перейти от эйлеровых компонент скоростей (15), (19), (20) к их Лагранжевому представлению. Выделяя медленно меняющиеся со временем слагаемые, аналогично тому, как это делалось при решении задачи второго порядка малости, получим выражения для скорости дрейфа в верхней U'_{drift} и нижней U_{drift} средах:

$$\begin{aligned} U'_{drift} = \zeta^2 e^{-2k^+z+Im(\Omega)t}\left(kRe\left(\Omega\right)+\Delta kRe\left(\Omega\right)+k\Delta\omega\right)+ \\ +\zeta^2 e^{-2k^-z+Im(\Omega)t}\left(kRe\left(\Omega\right)-\Delta kRe\left(\Omega\right)-k\Delta\omega\right)+ \\ +2\zeta^2 kRe\left(\Omega\right)e^{-2kz+Im(\Omega)t}\cos\left(2\Delta\omega t-2\Delta kx\right)+u'_d+U_0; \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} U_{drift} = \zeta^2 e^{2k^+z+Im(\omega)t}\left(kRe\left(\omega\right)+\Delta kRe\left(\omega\right)+k\Delta\omega\right)+ \\ +\zeta^2 e^{2k^-z+Im(\omega)t}\left(kRe\left(\omega\right)-\Delta kRe\left(\omega\right)-k\Delta\omega\right)+ \\ +2\zeta^2 kRe\left(\omega\right)e^{2kz+Im(\omega)t}\cos\left(2\Delta\omega t-2\Delta kx\right)+u_d. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь $\Omega = \omega - kU_0$ — частота циклического движения частичек верхней жидкости, участвующей в общем горизонтальном перемещении со скоростью U_0.

4. Анализ решения

Анализ выражений (22) и (23) показывает, что скорость поступательного движения верхней жидкости U_0 существенно по-разному влияет на скорость дрейфового движения в нижней U_{drift} и в верхней U'_{drift} жидкостях. В нижней жидкости дрейф направлен всегда в сторону распространения волнового пакета вне зависимости от величины U_0. С увеличением тангенциального разрыва скоростей до значений $U_0 > U_{cr}$ реализуются условия неустойчивости: амплитуда отклонения границы раздела от равновесного положения экспоненциально растет со временем. Тоже самое происходит со скоростью горизонтального дрейфового движения в нижней жидкости. Этот результат повторяет вывод, полученный в [5]. Главное отличие состоит в том, что скорость смещения жидких частиц, рассчитанная по формуле (23), благодаря модуляции амплитуды волны, оказывается примерно вдвое меньше, чем в случае дрейфа, вызванного простейшей бегущей волной [5].

Гораздо интереснее выглядит зависимость дрейфа в верхней жидкости от скорости U_0. При малых значениях U_0 дрейф верхней жидкости сонаправлен с дрейфом в нижней ($U'_{drift} = U_{drift}$ при $U_0 = 0$). С увеличением значения U_0 модуль скорости дрейфа верхней жидкости быстро уменьшается, обращаясь в нуль, когда U_0 близка по значению к фазовой скорости U_{ph} несущей волны. Жидкие частицы в этих условиях прекращают циклическое движение и участвуют только в поступательном горизонтальном переносе с фазовой скоростью несущей волны. При движении верхней жидкости со скоростью $U_{ph} < U_0 < U_{cr}$ дрейфовая добавка направлена противоположно распространению волнового пакета. С превышением скорости поступательного движения верхней жидкости критического значения $U_0 > U_{cr}$, амплитуда циклических движений жидких частиц начинает начинает экспоненциально расти со временем, также как и скорость дрейфового движения: сонаправленного с распространением волны в нижней жидкости и направленная навстречу ей — в верхней. Этот результат аналогичен полученному в исследованиях [5] и [6]. Отличие заключается в количественной оценке скорости дрейфовых смещений: также как и в докритическом случае, из-за модуляции амплитуды волны, значение скорости добавочных к основному сдвиговому течению встречных дрейфовых потоков оказываются примерно вдвое меньше, чем в ситуации с возмущением в виде простейшей синусоидальной волны [5].

5. Заключение

Основные закономерности дрейфовых движений индивидуальных жидких частиц, связанных с распространением волнового пакета капиллярно-гравитационных волн вдоль горизонтальной границы раздела двух идеальных полубесконечных жидкостей на начальных этапах развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца остаются такими же, как и для дрейфа, генерируемого простейшей бегущей волной. В частности, инициированная поверхностным возмущением дрейфовая добавка к основному потоку в верхней жидкости направлена навстречу дрейфу, который порождается тем же возмущением в нижней жидкости: по разные стороны поверхности раздела генерируются дрейфовые течения, стремящиеся скомпенсировать тангенциальный скачек скорости, ставший причиной развития неустойчивости. При этом, возмущение в виде волнового пакета Стокса порождает дрейфовые движения, скорость которых примерно вдвое меньше, чем у аналогичных течений, вызванных распространением простейшей периодической волны не испытавшей пространственной модуляции. Кроме того, скорости добавочных дрейфовых течений периодичны по времени с периодом огибающей волнового пакета. Обнаруженные новые свойства неустойчивости Кельвина-Гельмгольца связаны исключительно с характером движения индивидуальных жидких частиц и наиболее отчетливо проявляются только при анализе явления в лагранжевых перменных.

Список цитируемых источников

1. *Stokes, G. G.* On the theory of oscillatory waves // Transactions of the Cambridge Philosophical Society. — 1847. — T.8. — P. 441-455.
2. *Curcic M., Chen S. S., Özgökmen T. M.* Hurricane-induced ocean waves and stokes drift and their impacts on surface transport and dispersion in the Gulf of Mexico // Geophysical Research Letters. — 2016. — T.43, №6. — C. 2773-2781.
3. *Белоножко Д. Ф., Очиров А. А.* О дрейфовых свойствах волнового пакета, распространяющегося по заряженной поверхности жидкости // Электронная обработка материалов. — 2014. — Т. 50. —№. 4. — С. 35-41.

   Belonozhko D. F., Ochirov A. A. On the drift properties of a wave packet propagating along a charged surface of a liquid // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. — 2014. — T. 50. —№. 4. — С. 317 — 322.
4. *Белоножко Д. Ф., Очиров А. А.* О волновом массопереносе вдоль заряженной жидкой поверхности, обдуваемой диэлектрической средой // Электронная обработка материалов. — 2016. — Т. 52. —№. 1. — С. 91 —97.

   Belonozhko D. F., Ochirov A. A. On wave mass transfer along charged surface blown by dielectric medium // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. — 2016. — T. 52. —№. 1. — С. 92 — 98.
5. *Белоножко Д. Ф., Очиров А. А.* О дрейфовом течении вблизи горизонтальной поверхности раздела двух жидкостей в условиях реализации неустойчивости Кельвина-Гельмгольца // Динамические системы. — 2015. — Т. 5. — №3-4. — С. 215 — 223.
6. *Белоножко Д. Ф., Очиров А. А.* О массопереносе, порожденном волновым возмущением поверхности тангенциального разрыва поля скоростей // Журнал технической физики. — 2018. — Т. 88. —№. 5. — С. 675 — 683.

   Belonozhko D. F., Ochirov A. A. Mass Transfer Induced by a Wave Perturbation on the Surface of the Velocity Field Tangential Discontinuity // Technical Physics. — 2018. — T. 63. —№. 5. — С. 653 — 661.
7. *Левич, В. Г.* Физико-химическая гидродинамика. 2-е изд. — М.: ГИФМЛ, 1959. — 699 с.
8. *Островский, Л. А., Потапов, А. И.* Введение в теорию модулированных волн. — М.: Физматлит, 2003. — 400 с.
9. *Ле Блон, П., Майсек, Л.* Волны в океане Ч.1. — М.: Мир, 1981. —480 с

   Le Blon, P., Mysak, L. Waves in Ocean. — Amsterdam: Elsevier, 1978. —602 с
10. *Филлипс, О. М.* Динамика верхнего слоя океана. — Гидрометеоиздат, 1980.

    Phillips, O. M. The Dynamics of the Upper Ocean. — Cambridge University Press., 1977. —336 с
11. *Longuet-Higgins, M. S.* Mass transport in water waves // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. — 1953. — T. 245. —№. 903. — С. 535 — 581.
12. *Siddiqui M. H. K., Loewen M. R.* Kharacteristics of the wind drift layer and microscale breaking waves // Journal of Fluid Mechanics. — 2007. — T. 573. — С. 417 — 456.

Получена 21.05.2018