

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПРИСУТСТВИИ СТЕНОК

***Аннотация.** Поставлена и решена задача о движении вязкой жидкости в промежутке между твердыми телами (стенками) при периодических по времени воздействиях, характеризующихся наличием или отсутствием выделенного направления в пространстве. Граница одной из стенок проницаема для жидкости. Обнаружены новые гидромеханические эффекты, которые могут представлять, в частности, прикладной интерес.*

V.L. Sennitskii

Lavrentyev Institute of Hydrodynamics of SB of RAS
Novosibirsk, Russia

THE PECULIARITIES OF THE MOTION OF A VISCOUS LIQUID IN THE PRESENCE OF WALLS

***Abstract.** The problem is formulated and solved on the motion of a viscous liquid in the gap between solid bodies (walls) under periodic in time influences which are characterized by the presence or by the absence of a predominant direction in space. The boundary of one of the walls is permeable for the liquid. New hydro-mechanical effects are revealed which in particular can be of an applied interest.*

Целью данной работы является изучение закономерностей динамики вязкой жидкости при периодических по времени воздействиях, характеризующихся наличием или отсутствием выделенного направления в пространстве (см. в связи с этим [1–5]).

Имеется гидромеханическая система, состоящая из вязкой несжимаемой жидкости и абсолютно твердых тел (стенок) Ξ_1 , Ξ_2 . Движение тел Ξ_1 , Ξ_2 и жидкости рассматривается относительно инерциальной прямоугольной системы координат X , Y , Z . Тело Ξ_1 ограничено плоскостью Γ_1 : $X = X_1$; тело Ξ_2 ограничено плоскостью Γ_2 : $X = X_2 > X_1$ ($-\infty < Y < \infty$, $-\infty < Z < \infty$). Граница Γ_1 тела Ξ_1 проницаема для жидкости. Координата X_1 периодически с периодом T изменяется со временем t ($X_1 = X^* \sin(2\pi t / T)$; $X^* > 0$ – постоянная). Тело Ξ_2 совершает периодическое поступательное движение со скоростью $\mathbf{U} = U^*[\sin(2\pi t / T + \varphi) + \varepsilon \bar{\mathbf{u}}]\mathbf{e}$ ($U^* > 0$, $\bar{\mathbf{u}}$, φ – постоянные; $\varepsilon = X^* / X_2$; $\mathbf{e} = \{0, 1, 0\}$). Скорость жидкости $\mathbf{V} = V\mathbf{e}$ и давление в жидкости P не зависят от координат Y , Z . Требуется определить периодическое по

времени движение жидкости в области Ω : $X_1 < X < X_2$, $-\infty < Y < \infty$, $-\infty < Z < \infty$.

Пусть $\tau = t / T$; $x = X / X_2$; $x_1 = X_1 / X_2$; $\mathbf{u} = T\mathbf{U} / X_2$; $\mathbf{V}$, ρ , ν – соответственно скорость, плотность и кинематический коэффициент вязкости жидкости; $\mathbf{v} = T\mathbf{V} / X_2 = v(x, \tau)\mathbf{e}$; P – давление в жидкости; $p = T^2 P / (\rho X_2^2) = p(x, \tau)$; $Re = X_2^2 / (\nu T)$ – число Рейнольдса.

Задачу о движении жидкости составляют уравнение Навье–Стокса и условия на твердых границах жидкости

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \tau} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{v} \quad \text{в } \Omega; \quad (1)$$

$$\mathbf{v} = 0 \quad \text{при } x = x_1; \quad (2)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} \quad \text{при } x = 1. \quad (3)$$

Отметим, что в задаче (1)–(3) испытываемые жидкостью периодические по времени воздействия при $\bar{u} \neq 0$ характеризуются наличием, а при $\bar{u} = 0$ – отсутствием выделенного направления в пространстве (выделенным является направление, совпадающее с направлением вектора $\bar{u}\mathbf{e}$).

Согласно (1)–(3) имеем

$$p = p(\tau) \quad \text{в } \Omega; \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad \text{в } \Omega; \quad (5)$$

$$v = 0 \quad \text{при } x = x_1; \quad (6)$$

$$v = u \quad \text{при } x = 1. \quad (7)$$

Здесь $u = u^*[\sin(2\pi\tau + \varphi) + \varepsilon\bar{u}]$ ($u^* = TU^* / X_2$).

Будем рассматривать задачу (5)–(7) при малых по сравнению с единицей значениях ε . Используя метод возмущений, найдем

$$v = u^* \operatorname{Imag} \left[\frac{\operatorname{sh} qx}{\operatorname{sh} q} e^{i(2\pi\tau + \varphi)} \right] + \varepsilon[(\eta + u^* \bar{u})x - \eta] + \varepsilon \operatorname{Real}(\tilde{v} e^{4\pi i \tau}) \quad \text{для } 0 \leq x \leq 1, \quad (8)$$

где $q = (1 + i) \sqrt{\pi Re}$; $\tilde{v}$ – функция x ;

$$\eta = \frac{1}{2} u^* \text{Real} \left(e^{iq} \frac{q}{\text{sh} q} \right). \quad (9)$$

Отметим, что согласно (9) является возможным выполнение каждого из соотношений $\eta = 0$, $\eta > 0$, $\eta < 0$ (например, $\eta = 0$, если $\varphi = \pi / 4$, $\lambda = \pi$; $\eta > 0$, если $\varphi = \pi / 4$, $\lambda = \pi / 2$; $\eta < 0$, если $\varphi = \pi / 4$, $\lambda = 3\pi / 2$).

Формулами (4), (8) определяется приближенное решение задачи о движении жидкости (задачи (1)–(3)). Отметим, что формулы (4), (8) имеют место для любого значения числа Рейнольдса $Re > 0$.

Остановимся на вопросе о среднем по времени движении жидкости. Используя (8), получим

$$\langle \mathbf{v} \rangle = \varepsilon [(\eta + u^* \bar{u}) \mathbf{x} - \eta] \mathbf{e}. \quad (10)$$

Здесь

$$\langle \dots \rangle = \int_{\tau}^{\tau+1} \dots d\tau'$$

– оператор усреднения по (безразмерному) времени τ .

Формула (10), в частности, свидетельствует о наличии эффекта, состоящего в том, что в рассматриваемых гидромеханических условиях (и при $\bar{u} \neq 0$, и при $\bar{u} = 0$) жидкость на фоне колебаний совершает стационарное движение.

Согласно (10) в области $\bar{\Omega}$: $0 \leq X \leq X_2$, $-\infty < Y < \infty$, $-\infty < Z < \infty$ на фоне колебаний (в среднем по времени) происходит следующее.

1. Если $x = 0$, то при $\eta = 0$ скорость жидкости равна нулю; при $\eta > 0$ направление скорости жидкости совпадает с направлением вектора $-\mathbf{e}$.

2. Если $x = 1$, то скорость жидкости равна средней скорости стенки Ξ_2 .

3. Если $\eta = 0$, $\bar{u} \neq 0$ то жидкость совершает «обычное» (классическое) движение – стационарное движение вязкой жидкости между стенками, одна из которых покоится, а другая движется с постоянной скоростью.

4. Если $\eta = 0$, $\bar{u} = 0$, то при $0 \leq x \leq 1$ скорость жидкости равна нулю.

5. Если $\eta > 0$, $\bar{u} = 0$, то при $0 \leq x < 1$ направление скорости жидкости совпадает с направлением вектора $-\mathbf{e}$; при $x = 1$ скорость жидкости равна нулю.

6. Если $\eta > 0$, $\bar{u} > 0$, то при $x = x_0 = \eta / (\eta + u^*\bar{u})$ скорость жидкости равна нулю; при $x_0 < x \leq 1$ направление скорости жидкости совпадает с направлением средней скорости стенки Ξ_2 , при том, что для $x_0 < x < 1$ жидкость отстает от стенки Ξ_2 ; при $0 \leq x < x_0$ направление скорости жидкости противоположно направлению средней скорости стенки Ξ_2 (жидкость совершает парадоксальное движение).

7. Если $\eta > 0$, $-\eta < u^*\bar{u} < 0$, то при $0 \leq x \leq 1$ направление скорости жидкости совпадает с направлением средней скорости стенки Ξ_2 , при том, что для $0 \leq x < 1$ жидкость обгоняет стенку Ξ_2 .

8. Если $\eta > 0$, $u^*\bar{u} = -\eta$, то при $0 \leq x \leq 1$ скорость жидкости равна скорости стенки Ξ_2 .

9. Если $\eta > 0$, $u^*\bar{u} < -\eta$, то при $0 \leq x \leq 1$ направление скорости жидкости совпадает с направлением средней скорости стенки Ξ_2 (при том, что движение жидкости отлично от «обычного» движения вязкой жидкости между стенками, одна из которых покоится, а другая движется с постоянной скоростью).

Аналогичным образом могут быть рассмотрены все типы среднего по времени движения жидкости для $\eta < 0$.

Изложенным в настоящей работе, в частности, подтверждено, что периодические по времени воздействия, не имеющие выделенного направления в пространстве, могут порождать качественные изменения в движении жидкости, по достигаемому влиянию на динамику гидромеханических систем способны эффективно конкурировать со стационарными воздействиями на системы (см. [3, 5]).

Причиной обнаруженных гидромеханических эффектов, особенностей динамики вязкой жидкости (в соответствии с принципом среднего движения [1, 5]) является согласованность (друг с другом) испытываемых жидкостью периодических воздействий.

Результаты настоящей работы в сочетании с результатами уже проведенных исследований нетривиальной динамики гидромеханических систем при периодических воздействиях могут быть использованы, в частности, при поиске новых, перспективных подходов к решению актуальных технических проблем, при организации направленных исследований в области технических наук, при разработке перспективных методов управления гидромеханическими системами, при создании гидромеханических систем, обладающих предписанными свойствами, например, систем,

заданным образом реагирующих на периодические воздействия.

Список использованных источников

1. Сенницкий В.Л. Парадоксальное движение жидкости // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2017. № 8-1. С. 28–33. DOI: 10.17513/mjprfi.11753.
2. Сенницкий В.Л. О движении вязкой жидкости в отсутствие выделенного направления в пространстве // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2021. № 2. С. 67–71. DOI: 10.17513/mjprfi.13181.
3. Сенницкий В.Л. Об особенностях течения жидкости в поле силы тяжести // Сибирские электронные математические известия. 2022. Т. 19, № 1. С. 241–247. DOI: 10.33048/semi.2022.19.018.
4. Сенницкий В.Л. Эффекты парадоксального вращения жидкости со свободной границей при периодических воздействиях // Сборник статей Международной научно-технической конференции Минские научные чтения-2023 (г. Минск, 06–08 декабря 2023 г.). В 3-х томах. Минск: БГТУ, 2023. 1460 с. Т. 3. С. 307–312. ISBN 978-985-897-156-4.
5. Сенницкий В.Л. Особенности динамики вязкой жидкости со свободной границей при периодических воздействиях // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2024. Т. 32, № 2. С. 197–208.

УДК 621.311.243

А.Ю. Смирнов, С.Н. Гладких

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
Великий Новгород, Россия

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

***Аннотация.** Рассмотрена типовая структура солнечной электростанции и основные образующие её элементы. Исходя из неё оценены проблемы развития солнечной энергетики на данном этапе развития научно-технического прогресса. Произведено сравнение энергоэффективности солнечных электростанций и электростанций традиционных типов.*