

УДК 532.59

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОДАВЛЕНИЮ ИНТЕНСИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЖИДКОСТИ ПЛАВАЮЩЕЙ ПЛАСТИНОЙ

© 2021 г. В. А. Калиниченко^{а,*}

^а Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail: kalin@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 09.06.2021 г.

После доработки 22.06.2021 г.

Принята к публикации 22.06.2021 г.

Обсуждаются результаты экспериментов по влиянию плавающей тонкой пластины из пенополиэтилена на процесс разрушения и регуляризацию стоячей гравитационной волны Фарадея на свободной поверхности воды в прямоугольном сосуде. Показано, что наличие пластины приводит к регуляризации волн с подавлением механизмов их разрушения. Рассмотрены эффект увеличения толщины пластины на предельную крутизну регулярной изгибно-гравитационной волны и ее диссипативные свойства. Получено критическое значение толщины пластины, отвечающее максимальной крутизне волны. При толщине пластины ниже этого значения колебания гидроупругой системы определяются гравитационными волнами, при больших толщинах – волнами изгибными. Выявлен неэкспоненциальный характер затухания изгибно-гравитационных волн.

Ключевые слова: регулярные, нерегулярные и разрушающиеся поверхностные гравитационные волны Фарадея, плавающая пластина, изгибно-гравитационные волны, гидроупругость, диссипативные эффекты

DOI: 10.31857/S0568528121060050

При решении ряда гидродинамических задач о колебаниях ограниченного объема жидкости со свободной поверхностью следует учитывать наличие плавающей тонкой упругой пластины больших размеров. К задачам такого типа относятся, например, сейши под ледовым покровом [1, 2], плавающая солнечная электростанция в водоемах [3], плавающие пластины для подавления интенсивных колебаний ракетного топлива и транспортируемых жидких углеводородов [4]. Поскольку гравитационной волне в жидкости соответствует волна изгибная в пластине, то для совместных колебаний системы пластина–вода используется термин изгибно-гравитационные волны [5].

Возбуждению, трансформации и затуханию прогрессивных изгибно-гравитационных волн в приложении к маргинальной ледовой зоне посвящена обширная литература. В основном это теоретические работы [5–8] и результаты натурных экспериментов [9]. Лабораторные эксперименты проводились в больших волновых каналах; в качестве плавающей пластины использовалась полиэтиленовая пленка [10] или замороженный лед в виде сплошных пластин, отдельных льдин или ледяного сала [11]. Стоячие изгибно-гравитационные волны исследованы в меньшей степени – имеется ряд теоретических работ [1–4] при отсутствии лабораторных экспериментов.

Цель данного исследования – экспериментальное изучение эффекта плавающей пластины на процесс разрушения и регуляризацию стоячей гравитационной волны Фарадея на свободной поверхности воды в прямоугольном сосуде. Опыты продолжают серию экспериментов [12–14] по выявлению способов регуляризации разрушающихся гравитационных волн на свободной поверхности жидкости ограниченного объема.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Влияние плавающей пластины на колебания жидкости исследовалось для второй моды ($n = 2$) стоячих гравитационных волн на свободной поверхности воды в прямоугольном сосуде длиной $L = 50$ см и шириной $W = 4$ см.

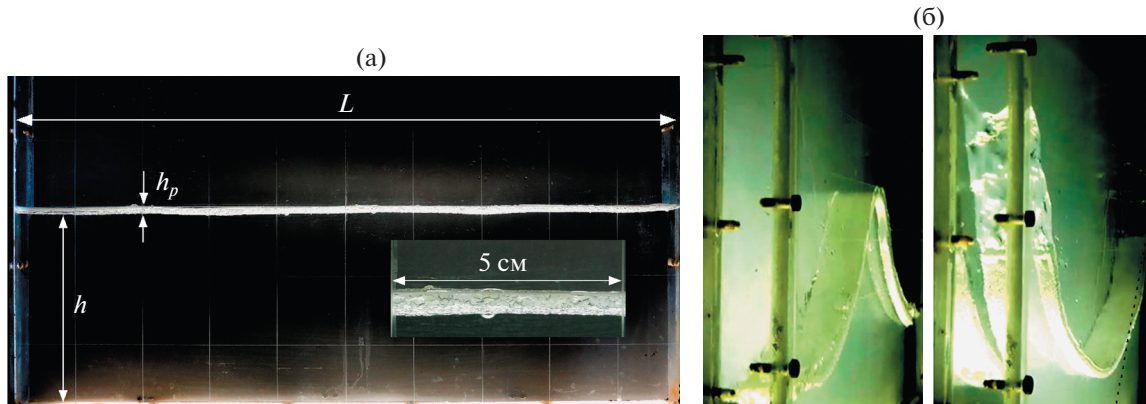


Рис. 1. (а) Плавающая пластина из вспененного полиэтилена на поверхности воды в прямоугольном сосуде; $L = 50$ см; $h_p = 0.36$ см; $h = 15$ см. (б) Двумерные гидроупругие колебания системы пластина–вода – вторая волновая мода.

В экспериментах в основном использовались пластины из пенополиэтилена плотностью $\rho_p = 2.5\text{--}3 \times 10^{-2}$ г/см³. Модуль упругости материала согласно технической информации изготовителя составлял величину $E \approx 2.6 \times 10^6$ дин/см² (0.26 МПа). Пластины имели длину 49.5 см и ширину 3.5 см; их толщина h_p изменялась от 0.1 до 2 см при неизменной глубине жидкости $h = 15$ см (рис. 1).

В одной из серий опытов с изгибно-гравитационными волнами на свободную поверхность воды помещалась пластина из пенополистирола – $\rho_p = 3.5 \times 10^{-2}$ г/см³; $E \approx 1.5 \times 10^8$ дин/см² (15 МПа); $h_p = 0.3$ см; длина и ширина пластины – 49.5 и 3.5 см соответственно.

Цилиндрическая жесткость $D = \frac{Eh_p^3}{12(1-\nu^2)}$ пластин из пенополиэтилена изменялась от 250 до 2×10^6 дин см ($h_p = 0.1\text{--}2$ см); в случае пластины из пенополистирола – $D = 3.7 \times 10^5$ дин см ($h_p = 0.3$ см).

Отметим, что вследствие малой плотности ρ_p пенополиэтилена и пенополистирола по сравнению с плотностью воды ($\rho_w = 1$ г/см³) пластины из указанных материалов имели большую избыточную плавучесть в исследуемой гидроупругой системе, и при статическом равновесии глубина погружения пластины ($\sim h_p \rho_p / \rho_w$) мала. Для пластины максимальной толщины 2 см эта глубина мала (0.03 см), и ею можно пренебречь.

Аналогично [12–14] исследовались двумерные волновые движения в режиме основного резонанса Фарадея, когда частота вертикальных колебаний сосуда Ω в два раза превышала частоту возбуждаемых изгибно-гравитационных волн. Параметрическое возбуждение волн происходило при изменении частоты Ω в диапазоне 18–26 с⁻¹, для которого крутизна $\Gamma = H/\lambda$ стоячей поверхностной волны оценивалась интервалом 0.02–0.4. Здесь $\lambda = L = 50$ см – длина волны; H – высота волны, определяемая как расстояние между ложбиной волны и ее гребнем. В условиях эксперимента при амплитуде вертикальных колебаний сосуда $s = 0.75$ см перегрузка $\varepsilon = s\Omega^2/g$ изменялась от 0.24 до 0.52.

Волновые движения системы пластина–жидкость регистрировались посредством фотокамер DIMAGE Z2 и Canon PowerShot SX50HS со скоростью видеосъемки 30 и 120 кадров/с. Обработка видеоматериалов производилась с помощью программы ImageJ. Поскольку в плане размеры пластины меньше сосуда, то в зазорах на передней и задней стенках имелись тонкие слои (0.25 см) свободной воды. Динамика этих слоев при гидроупругих колебаниях системы пластина–вода в настоящей работе не исследовалась, однако их наличие (рис. 1б) вследствие капиллярных эффектов приводило к локальным вариациям толщины профиля регулярной изгибно-гравитационной волны на материалах видеосъемки.

Эксперименты проводились при температуре 20–22°C.

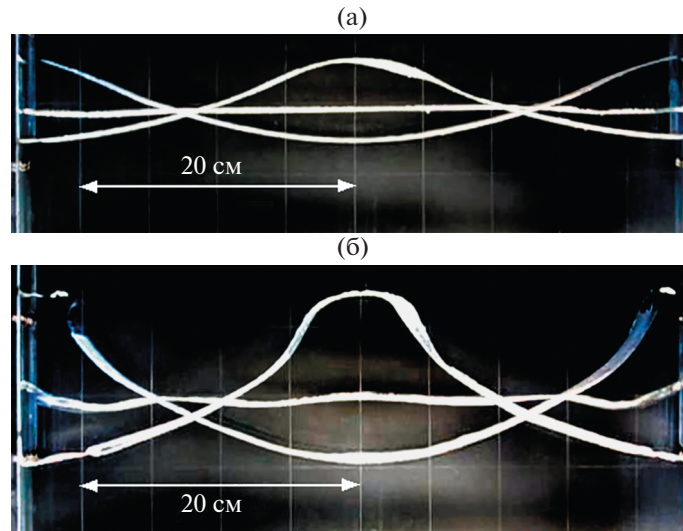


Рис. 2. Вторая мода изгибно-гравитационной волны при толщине пластины $h_p = 0.1$ см: (а) – $\Omega = 23.44$ с $^{-1}$; $H = 6.2$ см; (б) – $\Omega = 22.20$ с $^{-1}$; $H = 12$ см. Временной интервал для трех профилей на (а, б) соответствует четверти периода волны.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Профили изгибно-гравитационных волн

Как показали эксперименты, форма профиля наблюдаемых изгибно-гравитационных волн существенным образом зависит от толщины и упругих свойств пластины, а также от высоты возбуждаемой волны.

Толщина h_p пластин из пенополиэтилена изменялась в широком диапазоне от 0.1 до 2 см, причем при $h_p = 2$ см возбуждение волн отсутствовало. Рассмотрим наиболее характерные значения $h_p = 0.1, 0.5$ и 1.8 см и их эффект на изгибно-гравитационные волны.

На рис. 2 представлены профили второй моды изгибно-гравитационной волны в случае пластины наименьшей толщины $h_p = 0.1$ см. При частоте колебаний сосуда $\Omega = 23.44$ с $^{-1}$ высота наблюдаемой волны составляла $H = 6.2$ см – рис. 2а. Волна указанной высоты близка к линейной – волна регулярная, профиль практически синусоидальный; колебания узлов стоячей волны малы; мелкомасштабные возмущения отсутствуют. Отметим, что под регулярными понимаются волны, профиль которых периодичен во времени и симметричен относительно вертикали, проходящей через пучность волны. Эффект пластины практически отсутствует, наблюдаемая изгибно-гравитационная волна тождественна стоячей гравитационной волне на свободной поверхности воды.

При частоте сосуда $\Omega = 22.20$ с $^{-1}$ (рис. 2б) гребни волновых профилей сужаются, а подошвы уплощаются, причем высота волны возрастает до величины $H = 12$ см. Изгибно-гравитационная волна остается регулярной, хотя становятся существенными колебания узлов, и можно выделить возмущения профиля масштабом порядка 10 см (в момент прохождения пластиной невозмущенного горизонтального уровня). Вследствие больших прогибов пластины и ее нерастяжимости в окрестности торцевых стенок сосуда появляются области свободной от пластины воды, длины которых максимальны для профилей наибольшего развития. Кроме того, наличие пластины проявляется в отсутствие заострения вершины гребня, наблюдаемого в случае чистой воды. Крутизна этой регулярной изгибно-гравитационной волны составляет величину $\Gamma = H/\lambda \sim 0.24$, являющуюся предельной для данной толщины пластины. Отметим, что для чистой воды [15] предельная крутизна регулярной волны составляла $\Gamma \sim 0.22$.

Дальнейшее уменьшение частоты сосуда приводит к переходу от регулярных изгибно-гравитационных волн к волнам разрушающимся. При $\Omega = 20.81$ с $^{-1}$ наблюдалась разрушающаяся волна Фарадея, причем плавающая на поверхности воды тонкая пластина никакого регуляризирующего эффекта не проявляла – рис. 3. Приведенная на рисунке последовательность кадров соот-

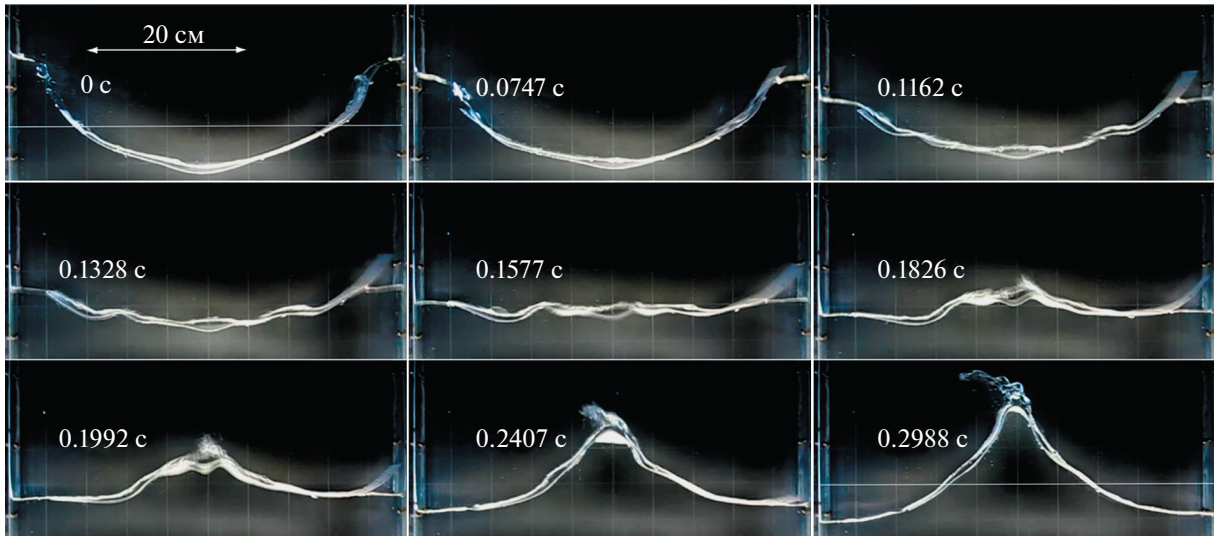


Рис. 3. Разрушение изгибно-гравитационной волны при толщине пластины $h_p = 0.1$ см и частоте вертикальных колебаний сосуда $\Omega = 20.81 \text{ с}^{-1}$, скорость видеосъемки 120 к/с; момент времени указан в левой части кадра.

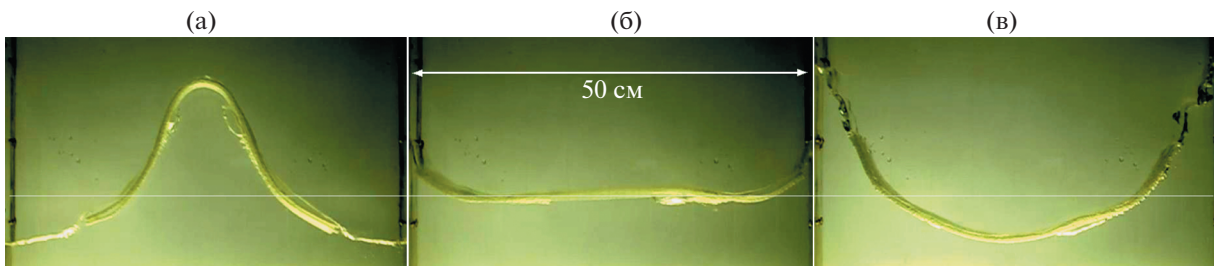


Рис. 4. Три последовательные фазы регулярной изгибно-гравитационной волны максимальной крутизны: толщина пластины $h_p = 0.51$ см; частота вертикальных колебаний сосуда $\Omega = 19.70 \text{ с}^{-1}$; высота волны $H = 19.8$ см.

ветствует половине периода волны и отражает особенности профилей изгибно-гравитационной волны на временном интервале от момента максимальной глубины впадины в центре сосуда до сформировавшегося гребня. Волновые движения воды таковы, что плавающая на ее поверхности пластина не влияет на зарождение ($t = 0.1162\text{--}0.1577 \text{ с}$), развитие ($t = 0.1826\text{--}0.1577 \text{ с}$) и схлопывание каверны ($t = 0.1992 \text{ с}$) с последующим струйным выбросом ($t = 0.2407\text{--}0.2988 \text{ с}$). Отметим отрыв правого конца пластины на кадрах $t = 0.0747\text{--}0.1992 \text{ с}$, а также участки локального подтопления пластины ($t = 0.1162\text{--}0.2407 \text{ с}$). Не приводя количественных оценок, можно предположить, что это связано с инерционностью пластины. В заключение можно сделать вывод, что в рассматриваемом режиме колеблющаяся вода не замечает пластину, и разрушение стоячей изгибно-гравитационной волны происходит по сценарию разрушения гравитационных волн Фарадея на свободной поверхности воды [15].

Увеличение толщины h_p пластины приводит к увеличению предельной крутизны Γ регулярной волны. Максимальная крутизна стоячей изгибно-гравитационной волны $\Gamma \sim 0.40$ получена для пластины толщиной $h_p = 0.51$ см – рис. 4. Для приведенных волновых профилей характерно отсутствие заострения гребней (а) для гидроупругой системы (центральная часть сосуда) и их наличие на участках чистой воды (в) вблизи торцевых стенок (свойство чисто гравитационных волн). За исключением формы гребня колебания системы пластина–вода определяются волнами гравитационными.

При дальнейшем увеличении толщины пластины начинают преобладать ее упругие свойства, максимальная крутизна волн уменьшается. На рис. 5 показаны профили, соответствующие трем последовательным фазам регулярной гидроупругой волны при толщине пластины $h_p = 1.79$ см.

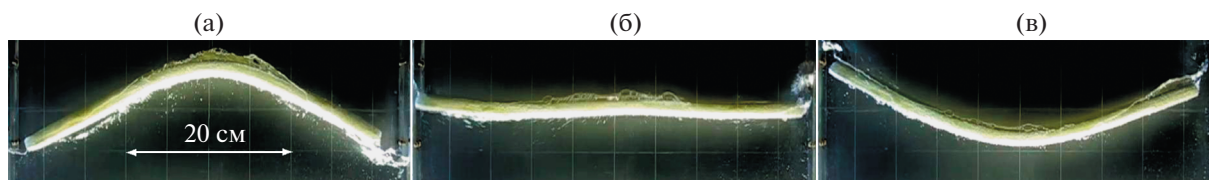


Рис. 5. Три последовательные фазы регулярной изгибно-гравитационной волны максимальной крутизны: толщина пластины $h_p = 1.79$ см; частота вертикальных колебаний сосуда $\Omega = 22.60$ с⁻¹; высота волны $H = 10.2$ см.

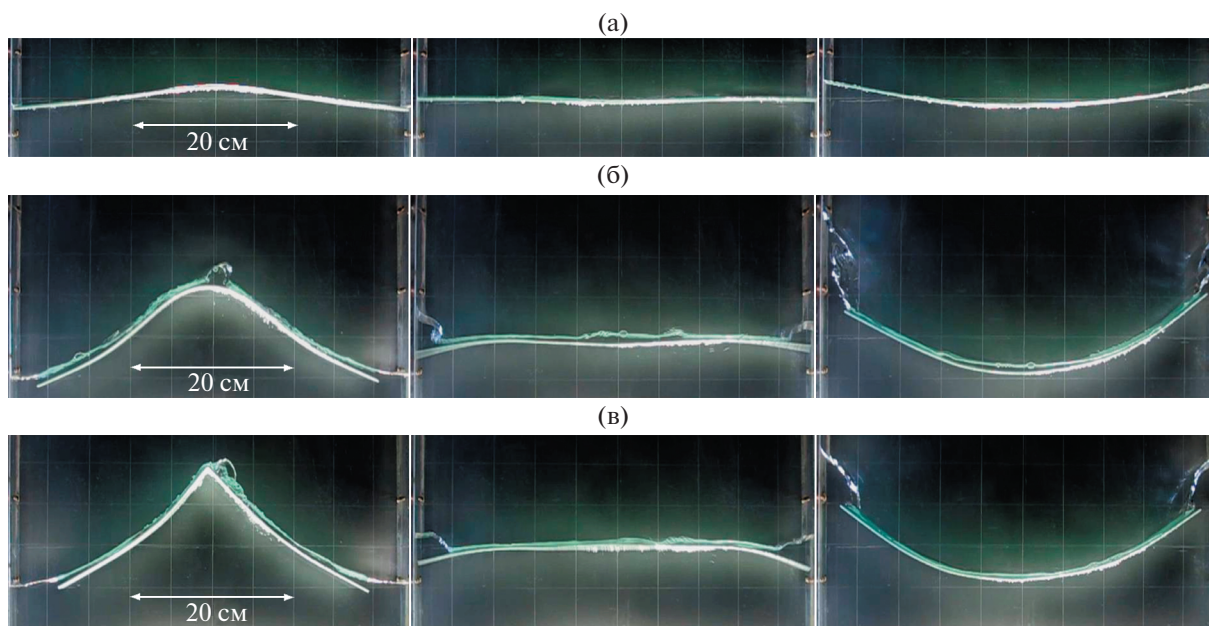


Рис. 6. (а) Три последовательные фазы изгибно-гравитационной волны в случае пластины из пенополистирола ($h_p = 0.3$ см): (а) частота вертикальных колебаний сосуда $\Omega = 24.64$ с⁻¹, высота волны $H = 2.4$ см; (б) $\Omega = 21.81$ с⁻¹, $H = 11$ см; (в) $\Omega = 21.66$ с⁻¹.

Профили волн максимального развития (а, в) соответствуют изгибной стоячей волне, какие-либо признаки стоячей гравитационной волны (асимметрия профиля, заострение гребня и т.п.) отсутствуют. Толщина пластины такова, что мелкомасштабные возмущения при прохождении системы невозмущенного горизонтального уровня не наблюдаются (б). Наличие пластины сказывается и на значении максимальной крутизны регулярной гидроупругой волны, которая $\Gamma \sim 0.20$ оказывается меньше соответствующего значения для волн гравитационных.

При увеличении толщины пластины из пенополиэтилена до значения $h_p = 2$ см возбудить изгибно-гравитационные волны не удалось.

Таким образом, в случае пластин из пенополиэтилена толщиной $0.1 \leq h_p < 2$ см экспериментально реализовано параметрическое возбуждение стоячих стационарных изгибно-гравитационных волн, форма профилей которых определялась параметром h_p . Так, при $h_p \leq 0.5$ см свойства гидроупругой системы пластина–вода определяются в основном волнами гравитационными, тогда как при $h_p > 0.5$ см превалируют волны изгибные.

Проведена серия экспериментов с плавающей на поверхности воды пластиной толщиной $h_p = 0.3$ см из пенополистирола, модуль упругости которого на два порядка больше по сравнению с пенополиэтиленом. Характерные профили наблюдаемых волн приведены на рис. 6.

Профили на рис. 6а соответствуют линейной изгибно-гравитационной волне малой высоты ($\Gamma \sim 0.05$). Профили (б, в) показывают, что пластина, несмотря на избыточную плавучесть, в те-

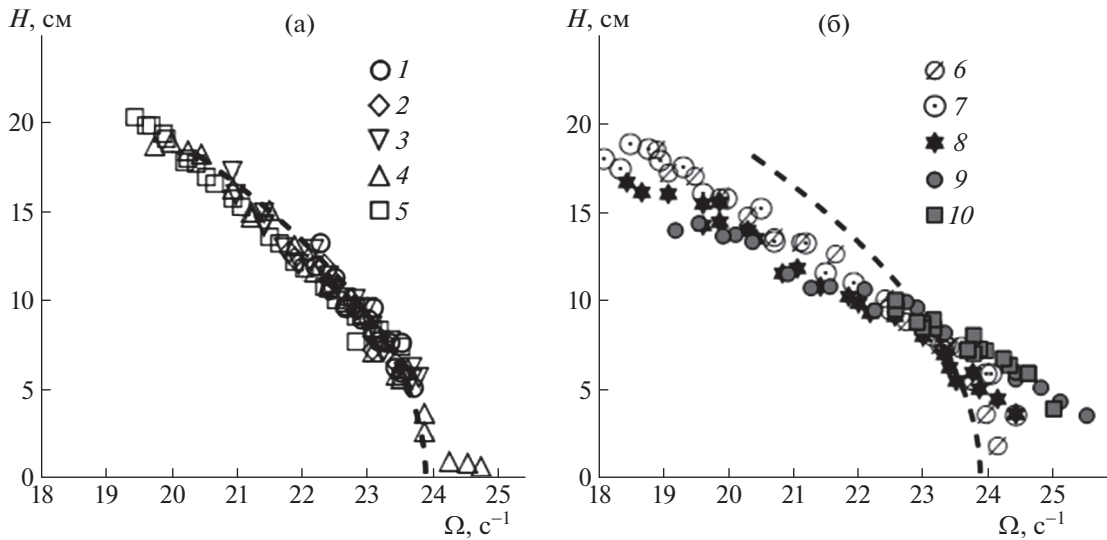


Рис. 7. (а) Резонансные зависимости $H(\Omega)$ для регулярных изгибно-гравитационных волн при различной толщине h_p плавающей пластины: 1–5 – $h_p = 0.085, 0.195, 0.255, 0.361, 0.51$ см (а); 6–10 – $h_p = 0.765, 1.02, 1.275, 1.53, 1.785$ см (б); пунктирная кривая – рассчитанная $H(\Omega)$ для гравитационных волн Фарадея [16].

чение всего полупериода волны находится под тонким слоем воды. Из кадров (б) видно, что на поверхности этого слоя воды присутствуют мелкомасштабные возмущения и каплеподобные образования. Если на рисунках (а, б) пластина в центральной части сосуда изгибается равномерными дугами, то первый кадр (в) показывает наличие срединного локального перегиба пластины. В теории упругости такое образование определяется как пластический шарнир. Неспособный более воспринимать возрастающую гидродинамическую нагрузку материал пластины в центре сосуда интенсивно течет, и образуется локальная пластическая зона. Большие пластические деформации приводят к разрушению пластины на две части; происходит переход к гравитационным волнам на свободной поверхности воды (с плавающими обломками пластины).

Поскольку процесс образования пластического шарнира и последующее разрушение пластины из пенополистирола наблюдались в описываемых опытах неоднократно, то ниже обсуждаются только результаты опытов с пластинами из пенополиэтилена.

2.2. Резонансные зависимости и затухание изгибно-гравитационных волн

Рассмотрим влияние плавающей пластины на резонансные зависимости высоты H стационарной волны от частоты Ω вертикальных колебаний сосуда. В [12–14] эти зависимости $H(\Omega)$ использовались как интегральные характеристики регулярных гравитационных волн Фарадея.

Из рис. 7 следует, что с ростом h_p зависимости $H(\Omega)$ становятся более пологими и смещаются в область высоких частот. Если сравнить резонансные зависимости изгибно-гравитационных и гравитационных волн, то в случае пластин с $h_p \leq 0.51$ см частотный сдвиг между зависимостями отсутствует, хотя предельная высота изгибно-гравитационных волн существенно выше по сравнению с волной на свободной поверхности воды – рис. 7а, кривые 1–5. При $h_p \geq 0.77$ см наличие пластин проявляется в высокочастотном сдвиге более пологих резонансных зависимостей – рис. 7б, кривые 6–10. Отметим, что при анализе профилей изгибно-гравитационных волн значение $h_p \sim 0.5–0.6$ см определяло переход от гравитационных к изгибным волнам.

Использование плавающей пластины значительно увеличивает предельную крутизну $\Gamma = H/\lambda$ регулярной изгибно-гравитационной волны, как это показано на рис. 8. При увеличении толщины пластины сначала наблюдается рост крутизны, и при $h_p = 0.51$ см предельная крутизна равна $\Gamma = H/\lambda \sim 0.4$ – данные (2). Для сравнения на рис. 8 приведены полученные в [13, 14] зависимости крутизны регулярной волны от толщины слоя вязкой жидкости (двухслойная жидкость, баротропные волны) и толщины слоя плавающих частиц. В обоих случаях крутизна монотонно растет с увеличением толщины верхнего слоя. Дальнейшее увеличение h_p пластины

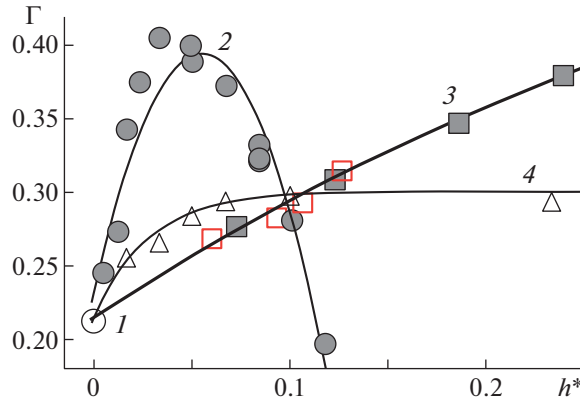


Рис. 8. Зависимости предельной крутизны изгибно-гравитационной волны от толщины пластины при глубине воды $h = 15$ см: 1 – вода; 2 – плавающая пластина; 3 – плавающие частицы (сферы/гранулы, данные [14]); 4 – растительное масло–вода (данные [13]); $h^* = h_p/h$ для плавающей пластины и слоя частиц; $h^* = h_1/h$ для верхнего слоя вязкой жидкости.

приводит к снижению крутизны, которая при $h_p = 1.79$ см оценивается как $\Gamma \sim 0.2$ (предельная крутизна регулярных гравитационных волн на воде). Данные эксперимента (2) аппроксимируются перевернутой параболой $\Gamma = -53.7h^{*2} + 5.9h^* + 0.22$.

Дадим интерпретацию полученных экспериментальных результатов в рамках линейной теории гидроупругости [5–7].

В одномодовом приближении частота ω изгибно-гравитационных волн связана с волновым числом $k = n\pi/L$ следующим образом

$$\omega^2 = \frac{Ek^5 h_p^3 + 12gk(1 - \nu^2)\rho_w}{12(1 - \nu^2)(kh_p\rho_p + \rho_w \operatorname{cth}kh)}$$

где для настоящего эксперимента $n = 2$; $L = 50$ см; $k = 0.126$ см $^{-1}$; коэффициент Пуассона $\nu = 0.3$; ускорение силы тяжести $g = 981.7$ см/с 2 ; $E = 2.6 \times 10^6$ дин/см 2 .

График зависимости частоты $\omega(h_p)$ волн от толщины h_p пластины представлен на рис. 9а (кривая 1). При $h_p = 0$ имеем чисто гравитационные волны, частота которых равна $\omega_0 = \sqrt{gk\operatorname{th}kh} = 10.85$ с $^{-1}$. При увеличении толщины пластины до значения $h_p \leq 0.51$ см собственная частота изгибно-гравитационных практически совпадает с ω_0 и не превосходит $\omega \leq 10.88$ с $^{-1}$. Поскольку при основном параметрическом резонансе частота вертикальных колебаний сосуда $\Omega \sim 2\omega \approx 2\omega_0$, то при $h_p \leq 0.51$ см резонансные зависимости на рис. 7а совпадают с рассчитанными для гравитационных волн. При дальнейшем увеличении h_p наблюдается быстрый рост частоты ω , которая при $h_p = 1.75$ см составляет $\omega = 12.46$ с $^{-1}$. Увеличение собственной частоты изгибно-гравитационных волн приводит к смещению резонансных зависимостей на рис. 7б в область высоких частот.

Отметим, что поскольку частота чисто изгибной волны (колебания пластины в вакууме) определяется как

$$\omega^* = k^2 h_p \sqrt{\frac{E}{12(1 - \nu^2)\rho_p}} \approx 45.3 h_p$$

то совпадение частот $\omega^* = \omega_0$ гравитационной и изгибной волн достигается при толщине плавающей пластины $h_p = 0.23$ см.

На рис. 9а приведены также данные (2), описывающие зависимость предельной высоты регулярной изгибно-гравитационной волны от толщины пластины. Видно, что максимальное значение $H \sim 20$ см также соответствует $h_p \sim 0.5\text{--}0.7$ см. Таким образом, при $h_p \leq 0.5\text{--}0.7$ см колебания гидроупругой системы пластина–вода определяются стоячей гравитационной волной (не заме-

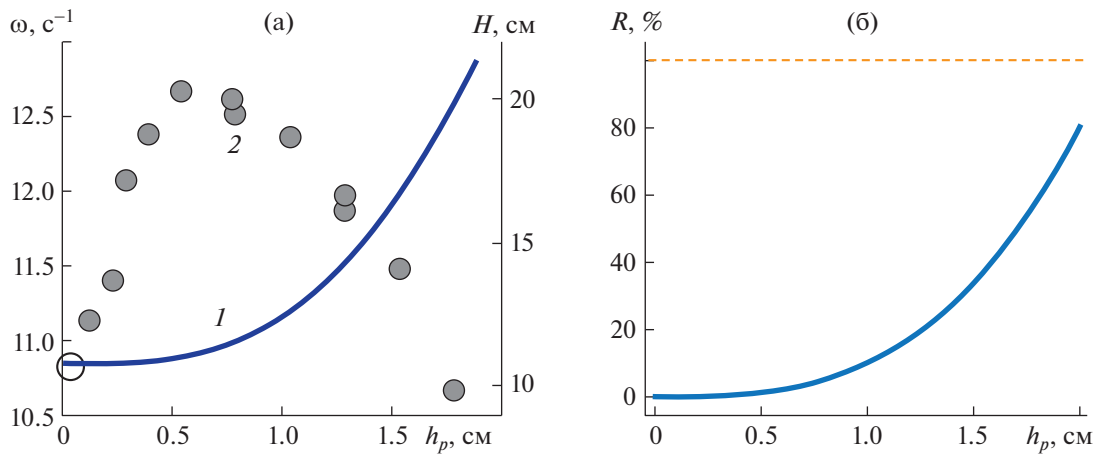


Рис. 9. (а) Зависимости рассчитанной собственной частоты (1) и измеренной предельной высоты (2) изгибно-гравитационной волны от толщины пластины. (б) Энергозатраты гравитационной волны на изгиб балки как функция ее толщины.

чающей наличия пластины), а при увеличении h_p начинают сказываться свойства изгибных колебаний пластины.

Оценим энергозатраты, связанные с изгибом плавающей пластины. Поскольку гидроупругие колебания рассматриваемой системы пластина–вода являются двумерными, пластина в первом приближении может быть заменена упругой балкой. Кроме того, рассматривая профиль изгибно-гравитационной волны максимального развития

$$y(x) = -\frac{H}{2} \cos \frac{2\pi x}{L}$$

функция $y(x)$ определяет также изгиб балки в пределах закона Гука. Тогда соответствующая потенциальная энергия деформации балки при изгибе определяется как [17]

$$E_{beam} = \int_0^L \frac{EI}{2} (y'')^2 dx = \frac{E\pi^4 h_p^3 H^2}{6L^3}$$

Данное изменение потенциальной энергии деформации балки относительно равновесного (горизонтального) положения балки равно работе обобщенных гидродинамических сил, действующих на балку со стороны гравитационной волны того же профиля $y(x)$. Если полная энергия стоячей гравитационной волны высоты H равна

$$E_{wave} = \frac{1}{16} \rho g L H^2$$

то отношение

$$R = E_{beam}/E_{wave} = \frac{8E\pi^4 h_p^3}{3\rho g L^4}$$

определяет энергозатраты гравитационной волны на изгиб балки.

График $R(h_p)$ приведен на рис. 9б. Видно, что при $h_p \leq 0.5-0.7$ см величина R не превышает 4%, и колебания гидроупругой системы определяются волнами гравитационными. При толщине пластины $h_p \sim 1$ см энергозатраты на возбуждение изгибных волн составляют $R \sim 9\%$; дальнейшее увеличение h_p приводит к быстрому возрастанию энергозатрат гравитационной волны – при $h_p \sim 1.75$ см коэффициент $R \sim 50\%$; колебания гидроупругой системы определяются изгибными волнами. При $h_p \sim 2$ см энергозатраты $R \sim 80\%$ настолько велики, что колебания отсутствуют.

Наличие плавающей пластины сказывается на диссипативных характеристиках рассматриваемой гидроупругой системы (рис. 10) – наблюдается неэкспоненциальный (и быстрый по срав-

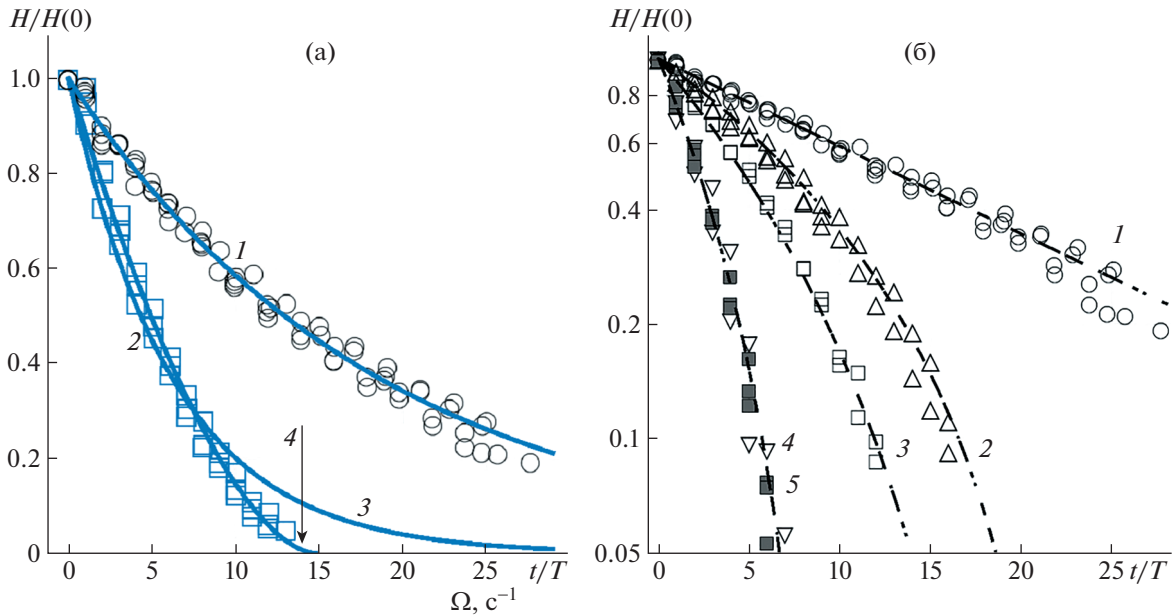


Рис. 10. (а) Амплитудные кривые затухающих волн на свободной поверхности воды (1) и гидроупругой системы пластина—вода (2): 1 — вода, экспоненциальное затухание, $\exp(-0.06z)$; 2 — плавающая пластина, $h_p = 1.28$ см; 3 — экспоненциальное затухание, $\exp(-0.342z)$; 4 — неэкспоненциальное затухание, $(1 - z/15)^{2.2}$ (б) Затухание изгибно-гравитационных волн Фарадея при изменении толщины h_p плавающей пластины: 1 — вода ($\delta = 0.06$); 2–5 — плавающая пластина, $h_p = 0.255, 0.51, 1.255, 1.53$ см.

нению с гравитационными волнами на воде) характер затухания волновых движений. Аналогичный характер затухания стоячей волны был выявлен в случае слоя плавающих частиц [13].

На рис. 10а экспоненциальная функция (3) не описывает весь процесс демпфирования волны при наличии пластины (2). Расхождение между экспериментальными данными (2) и аппроксимирующей функцией (3) начинается при $H/H_0 \leq 0.25-0.3$. Наилучшая аппроксимация (4) экспериментальных данных (2) обеспечивается степенной функцией вида

$$y = H/H_0 = \left(1 - \frac{z}{\tau_0}\right)^n \quad (\tau_0 = 15, n = 2.2)$$

что совпадает с результатами исследования [13]. Таким образом, полное затухание волны в случае плавающей пластины достигается за конечное число колебаний $\tau_0 = 15$.

При неэкспоненциальном затухании дифференциальное уравнение для безразмерной высоты волны y принимает вид [13]

$$\frac{dy}{dz} = -\alpha y^m$$

где $\alpha = n/\tau_0$, $m = n - 1$, $z = t/T$; T — период волны. Отметим, что экспоненциальное затухание означает $y \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$, причем этот тип затухания (временного или пространственного) положен в основу практически всех теоретических волновых моделей с диссипацией.

Обобщенные данные по затуханию изгибно-гравитационных волн в присутствии плавающей пластины приведены на рис. 10б. Видно, что экспериментальные данные для всех пластин хорошо аппроксимируются степенной функцией вида $H/H_0 = (1 - z/\tau_0)^n$ при $\tau_0 = 6-19$, $n = 2-2.7$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены новые результаты экспериментального исследования влияния плавающей тонкой упругой пластины из пенополиэтилена на процесс регуляризации разрушающихся стоячих гравитационных поверхностных волн.

Показано, что стоячие изгибно-гравитационные волны в исследуемой гидроупругой системе (плавающая пластина—вода) определяются толщиной пластины: при малой толщине превалирует гравитационная волна, при больших — волна изгибная. Установлена критическая толщина пластины, при которой волны отсутствуют.

Предельная крутизна регулярных изгибно-гравитационных волн зависит от толщины пластины — при увеличении толщины крутизна растёт, достигает максимума и затем убывает. Максимум крутизны волн соответствует толщине, определяющей переход от гравитационных волн к волнам изгибным.

Выявлено неэкспоненциальное затухание изгибно-гравитационных волн. Проведенные оценки показали, что возбуждение изгибных колебаний пластины требует значительных затрат энергии гравитационной волны.

Работа выполнена по теме государственного задания № АААА-А20-120011690131-7. Эксперименты выполнены на стенде Динамики и структуры осциллирующих течений (уникальная научная установка Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Стурова И.В.* Влияние ледяного покрова на колебания жидкости в замкнутом бассейне // Изв. РАН. ФАО. 2007. Т. 43. № 1. С. 128–135.
2. *Зырянов В.Н.* Сейши подо льдом // Водные ресурсы. 2011. Т. 38. № 3. С. 259–271.
3. *Papathanasiou T.K., Belibassakis K.A.* Resonances of enclosed shallow water basins with slender floating elastic bodies // J. Fluids Struct. 2018. V. 82. P. 538–558.
<https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2018.08.006>
4. *Bauer H.F., Eidel W.* Hydroelastic vibrations in a two-dimensional rectangular container filled with frictionless liquid and a partly elastically covered free surface // J. Fluids Struct. 2004. V. 19(2). P. 209–220.
<https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2003.11.002>
5. *Хейсин Д.Е.* Динамика ледяного покрова. Л.: Гидрометеиздат, 1967. 215 с.
6. *Robin G.D.Q.* Wave propagation through fields of pack ice // Philos. Trans. R. Soc. A:1963. V. 255. № 1057. P. 313–339.
<https://doi.org/10.1098/rsta.1963.0006>
7. *Букатов А.Е.* Волны в море с плавающим ледяным покровом. Севастополь: ФГБУН МГИ, 2017. 360 с.
8. *Squire V.A.* A fresh look at how ocean waves and sea ice interact // Phil. Trans. R. Soc. A. 2018. V. 376, 20170342.
<https://doi.org/10.1098/rsta.2017.0342>
9. *Meylan M.H., Bennetts L.G., Kohout A.L.* In situ measurements and analysis of ocean waves in the Antarctic marginal ice zone. Geoph. Res. Lett. 2014. V. 41 (14). P. 5046–5051.
<https://doi.org/10.1002/2014gl060809>
10. *Ofuya A.O., Reynolds A.J.* Laboratory simulation of waves in an ice floe // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. № 14. P. 3567–3583.
<https://doi.org/10.1029/jz072i014p03567>
11. *Parra S.M., Sree D.K.K., Wang D., Rogers E., Lee J.H., Collins C.O., Adrian Wing-Keung Law A.W.-K., Babanin A.V.* Experimental study on surface wave modifications by different ice covers // Cold Reg. Sci. Technol. 2020. V. 174. 103042.
<https://doi.org/10.1016/j.coldregions.2020.103042>
12. *Базилевский А.В., Калиниченко В.А., Рожков А.Н.* Влияние вязкости жидкости на поверхностные волны Фарадея // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 6. С. 30–42.
<https://doi.org/10.31857/S056852810002300-1>
13. *Калиниченко В.А.* Регуляризация гравитационных баротропных волн в двухслойной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 6. С. 25–37.
<https://doi.org/10.1134/S0568528119060069>
14. *Калиниченко В.А.* Подавление интенсивных колебаний жидкости слоем плавающих частиц // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 6. С. 85–97.
<https://doi.org/10.1134/S0568528120060067>
15. *Калиниченко В.А.* О разрушении волн Фарадея и формировании струйного всплеска // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 4. С. 112–122.
16. *Нестеров С.В.* Параметрическое возбуждение волн на поверхности тяжелой жидкости // Морские гидродинамические исследования. 1969. № 3 (45). С. 87–97.
17. *Тимошенко С.П.* Соппротивление материалов. Элементарная теория и задачи. М.: Наука, 1966. 365 с.