

УДК 532.5

## НАЧАЛЬНЫЙ ЭТАП ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ НАКЛОННОМ ВХОДЕ В ВОДУ КРУПНОЙ ТВЕРДОЙ СФЕРЫ

Ж.-Б. Карра<sup>\*,\*\*</sup>, Н. Д. Шмакова<sup>\*</sup>, А. В. Черданцев<sup>\*,\*\*\*</sup>,  
Н. В. Гаврилов<sup>\*</sup>, Е. В. Ерманюк<sup>\*</sup>

\* Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

\*\* Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

\*\*\* Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: [jb.carrat@gmail.com](mailto:jb.carrat@gmail.com), [shmakova.natalie@gmail.com](mailto:shmakova.natalie@gmail.com), [cherdantsev@itp.nsc.ru](mailto:cherdantsev@itp.nsc.ru),  
[gavrilov@hydro.nsc.ru](mailto:gavrilov@hydro.nsc.ru), [ermanyuk@hydro.nsc.ru](mailto:ermanyuk@hydro.nsc.ru)

Проведено исследование наклонного удара сферического сегмента с радиусом кривизны 106,5 мм по слою воды толщиной 20 мм до момента контакта тела с жидкостью. Диапазон углов удара относительно горизонтальной плоскости составил  $90 \div 15^\circ$ , вертикальная компонента скорости при всех значениях угла равна 10 или 20 мм/с. Измерения проводились с использованием синтетического шпирен-метода. Смещения маркеров измерялись с помощью PTV-алгоритма. Получены пространственно-временные распределения толщины слоя жидкости вдоль двух горизонтальных осей. Показано, что изменение угла удара не приводит к изменению динамики углубления и расширения кратера на начальном этапе; кратер остается осесимметричным. Установлено, что при максимальном отклонении угла от вертикали задний склон кратера становится более крутым, предположительно, вследствие локального понижения давления. Характеристики генерируемых ударом капиллярных волн также не зависят от угла удара.

Ключевые слова: вход в воду, наклонный удар, захват воздуха, капиллярные волны, синтетический шпирен-метод.

DOI: 10.15372/PMTF20210410

**Введение.** Удар падающей капли по поверхности жидкости — классическая задача гидродинамики, интенсивно исследуемая с конца XIX в. Интерес к данной задаче обусловлен не только большим количеством ее практических приложений (см. [1]), но и комплексностью и многомасштабностью данного явления, осложняемого множеством параметров задачи и широким спектром значений этих параметров. Например, предельными частными случаями этой задачи являются удар капли по твердой стенке и удар твердого тела по

---

Эксперименты, восстановление формы поверхности и анализ деформации кратера выполнены в Институте гидродинамики СО РАН при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 19-19-00287). Анализ данных с использованием PTV-алгоритма проведен при финансовой поддержке Новосибирского национального исследовательского государственного университета. Анализ распространения капиллярных волн выполнен в рамках государственного задания Института теплофизики СО РАН (номер государственной регистрации 121031100246-5).

© Карра Ж.-Б., Шмакова Н. Д., Черданцев А. В., Гаврилов Н. В., Ерманюк Е. В., 2021

поверхности жидкости. В результате такого удара возможен захват воздуха слоем жидкости при ударе капли или твердого тела либо жидкостью капли, растекающейся по твердой поверхности. Наиболее известным механизмом захвата воздуха является запираание воздушного диска между взаимодействующими поверхностями (air-cushioning). На начальном этапе взаимодействия деформация межфазной поверхности происходит в отсутствие прямого контакта: импактор и импактная поверхность разделены тонким слоем воздуха. Выходу воздуха из зазора препятствует сила вязкого трения. На краях области взаимодействия возникают локальные возмущения межфазной поверхности, амплитуда которых увеличивается. Контакт происходит, когда амплитуда возмущений превышает ширину воздушного зазора. В результате воздух не успевает выйти из зазора. Получившийся воздушный диск постепенно стягивается в один или несколько пузырьков, которые остаются в жидкости. Данный эффект исследовался экспериментально и теоретически многими авторами. С помощью оптических методов были измерены толщина, форма и максимальный диаметр воздушного диска [2, 3], скорость ретракции [4, 5], объем захваченного воздуха [6, 7], не превышающий  $10^{-4}$  объема импактора.

Измерения проводились в широком диапазоне условий. В работе [2] предложена универсальная зависимость размера воздушного диска от параметров удара, подтвержденная при различных значениях этих параметров. Аналогичные результаты получены в моделях [8, 9].

В работе [10] с помощью синтетического шпирен-метода проведено исследование пространственно-временной эволюции поверхности жидкости при вертикальном ударе твердой сферы диаметром 213 мм со скоростью  $16 \div 40$  мм/с по слою жидкости толщиной  $8 \div 20$  мм. На начальном этапе, предшествующем контакту сферы с жидкостью, исследованы динамика углубления и расширения кратера, образующегося при ударе, распространение крупной нелинейной волны, формирующейся вследствие вытеснения жидкости из области удара, и капиллярных волн, возбуждаемых ударом. Показано, что при сравнительно высоких скоростях тела координата точки контакта достаточно точно предсказывается зависимостью, предложенной в [2]. Контакт происходит вследствие роста возмущения на краю кратера, также сопровождаемого осцилляциями глубины кратера. При малых скоростях удара рост возмущения подавляется поверхностным натяжением жидкости, поэтому контакт происходит значительно позднее и на большем расстоянии от центра удара. Первоначальное возмущение вокруг кратера эволюционирует в нелинейную волну (бор) с плоской вершиной, передний фронт которой распространяется с постоянной скоростью. Критическое число Вебера, с помощью которого разделяются случаи “быстрого” и “отложенного” контакта, приблизительно равно 1,8 как для крупных тел, движущихся с малой скоростью, так и для мелких капель, движущихся с большой скоростью [3].

Все перечисленные результаты получены для случая вертикального удара. В экспериментах [11] обнаружено, что при наклонных ударах “быстрых” мелких капель объем захваченного воздуха сопоставим с объемом капли. Механизм такого захвата, вероятно, отличается от рассмотренного выше; возможно, он обусловлен деформацией самой капли (см. также расчет [12]). Тем не менее представляет интерес выяснить, какое влияние оказывает угол удара на взаимодействие тела с жидкостью и явление запираания воздушного диска. Данная работа обобщает работу [10] на случай наклонного удара.

**1. Экспериментальная установка и методика измерений.** Эксперименты проводятся в открытом стеклянном лотке с размерами  $400 \times 300$  мм, в который налита дистиллированная вода до уровня 20 мм. На нижнюю поверхность дна лотка нанесено матовое покрытие. Удар сферы диаметром 213 мм имитируется ударом тонкостенного сферического сегмента с длиной хорды 71 мм. Сегмент закреплен на металлической пластине, управляемой двухкоординатным модулем перемещения. В данной работе использовались

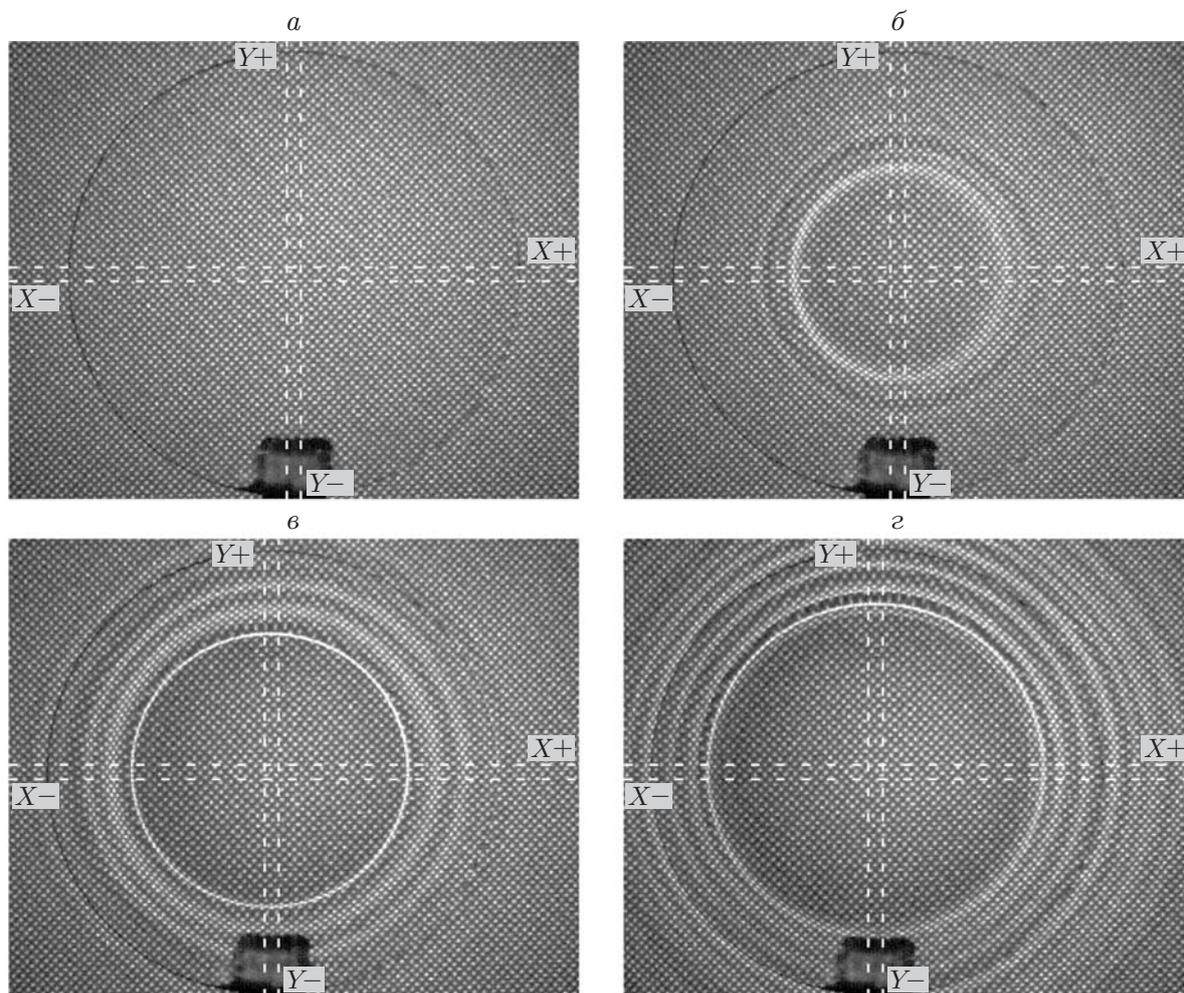


Рис. 1. Изображения тела и маркеров при  $V_z = 20$  мм/с,  $\alpha = 30^\circ$  (шаг по времени равен 50 мс)

два значения вертикальной компоненты скорости  $V_z = 10, 20$  мм/с, которые не изменялись при варьировании угла удара путем введения дополнительной горизонтальной компоненты скорости. Измерения проводились при углах удара  $\alpha = 90, 45, 30, 15^\circ$  относительно горизонта. Продольная скорость равна  $V_x = V_z / \operatorname{tg}(\alpha)$ , поперечная компонента скорости равна  $V_y = 0$ . В случае  $V_z = 20$  мм/с угол  $\alpha = 15^\circ$  не использовался вследствие ограничения абсолютной скорости движения (ее предельное значение составляет 40 мм/с). Тело начинает движение на высоте 10 мм над невозмущенной поверхностью воды. Установившееся значение  $V_z$  достигается при прохождении расстояния порядка 1 мм (см. рис. 1, б в [10]).

Движение тела регистрировалось с помощью высокоскоростной камеры снизу, сквозь дно канала. Частота съемки составила 1500 Гц, пространственное разрешение — 0,077 мм/пиксель, полный размер области —  $74 \times 91$  мм. Сверху через тело с помощью мультимедийного проектора проецировалось изображение, состоящее из светлых точек переменной яркости, расположенных на темном фоне. Изображения, полученные камерой в различные моменты времени (с интервалом 50 мс), представлены на рис. 1 для случая движения со скоростью  $V_z = 20$  мм/с под углом  $\alpha = 30^\circ$ . Граница сферического сегмента представляет собой тонкую окружность темного цвета, удерживающая пластина — тем-

ный прямоугольник в нижней части изображения. Тело движется справа налево. Ось  $X$  разделена на лучи  $X+$  и  $X-$ , исходящие из точки, в которой расположен центр тела в данный момент времени.  $X-$  соответствует передней части тела и области перед телом,  $X+$  — задней части тела и области позади тела.

В случае если поверхность жидкости не возмущена (горизонтальна), изображения точек не смещены (см. рис. 1, *a*). Это справедливо также для лучей, проходящих через тело: вследствие малой толщины стенок сегмента существенного преломления лучей не происходит. При отклонении межфазной поверхности от горизонтали происходит преломление лучей и смещение маркеров. По мере погружения тела в глубину слоя жидкости в центре области взаимодействия возникает углубление (кратер), увеличивающееся со временем (ср. рис. 1, *b–г*). Вокруг кратера можно наблюдать расходящиеся кольцевые капиллярные волны. По смещению точек с помощью итерационного решения оптической задачи можно восстановить мгновенную форму межфазной поверхности. Процедура пересчета смещений в глубину слоя жидкости описана в [10]. Существует ряд особенностей методики пересчета, отличающих настоящую работу от работы [10]. Во-первых, для измерения смещения точек вместо PIV-алгоритма использовался PTV-алгоритм (пакет trackpy, основы подхода изложены в работе [13]). Новый алгоритм позволяет измерить смещение каждой точки вместо групп точек, что существенно улучшает пространственное разрешение метода. Второе отличие состоит в отсутствии радиальной симметрии удара, которая в работе [10] позволяла осреднить поля смещений по азимутальной координате. В настоящей работе осреднение проводилось лишь перпендикулярно небольшой области вблизи линий, проходящих через центр тела (см. рис. 1). Третье отличие состоит в перемещении изображения тела вдоль оси  $X$ , в результате чего область  $Y$  также смещалась во времени. Для каждой комбинации  $V_z$  и  $\alpha$  записывалось 5–6 реализаций. Для повышения точности измерений при анализе эволюции крупномасштабных структур данные осреднялись по всем реализациям. При исследовании капиллярных волн каждая реализация обрабатывалась отдельно.

**2. Эволюция кратера и бора.** Результаты пространственно-временных измерений локального угла наклона межфазной поверхности и локальной толщины слоя жидкости вдоль областей  $X$  и  $Y$  приведены на рис. 2 для того же случая, что и на рис. 1 ( $V_z = 20$  мм/с,  $\alpha = 30^\circ$ ). Распределения по оси  $X$  приводятся в системе отсчета, движущейся со скоростью  $V_x$ . Таким образом, положительные значения  $X$  соответствуют области позади тела, отрицательные — области перед телом. Пустая область по координате  $Y$  возникает вследствие непрозрачности пластины, на которой закреплено тело.

До начала взаимодействия жидкость не возмущена, угол наклона ее поверхности равен нулю, толщина ее слоя составляет 20 мм во всей области. В дальнейшем происходит формирование, углубление и расширение кратера (см. рис. 2, *a, б*). В исследуемом диапазоне скоростей тела рост возмущений, возникающих вокруг кратера на начальном этапе, не приводит к контакту тела и жидкости, которые по-прежнему разделены тонкой воздушной прослойкой. Возмущение эволюционирует в нелинейную волну с плоской вершиной (бор), фронт которой распространяется с постоянной скоростью. Траектории переднего фронта бора и границы бор — кратер приблизительно соответствуют траекториям максимумов и минимумов угла наклона поверхности (см. рис. 2, *в, г*).

Результаты исследования эволюции кратера приведены на рис. 3. На рис. 3, *a* представлена зависимость минимальной толщины слоя жидкости от времени, т. е. динамика углубления кратера. Дно кратера движется вертикально вниз с постоянной скоростью, близкой к скорости движения тела. В случае достаточно больших скоростей тела в [10] наблюдались периоды ускорения и замедления движения дна кратера, однако в экспериментах на воде для  $V_z \leq 20$  мм/с скорость была постоянной. На рис. 3, *a* видно, что наличие горизонтальной компоненты скорости не влияет на вертикальную скорость нижней точки

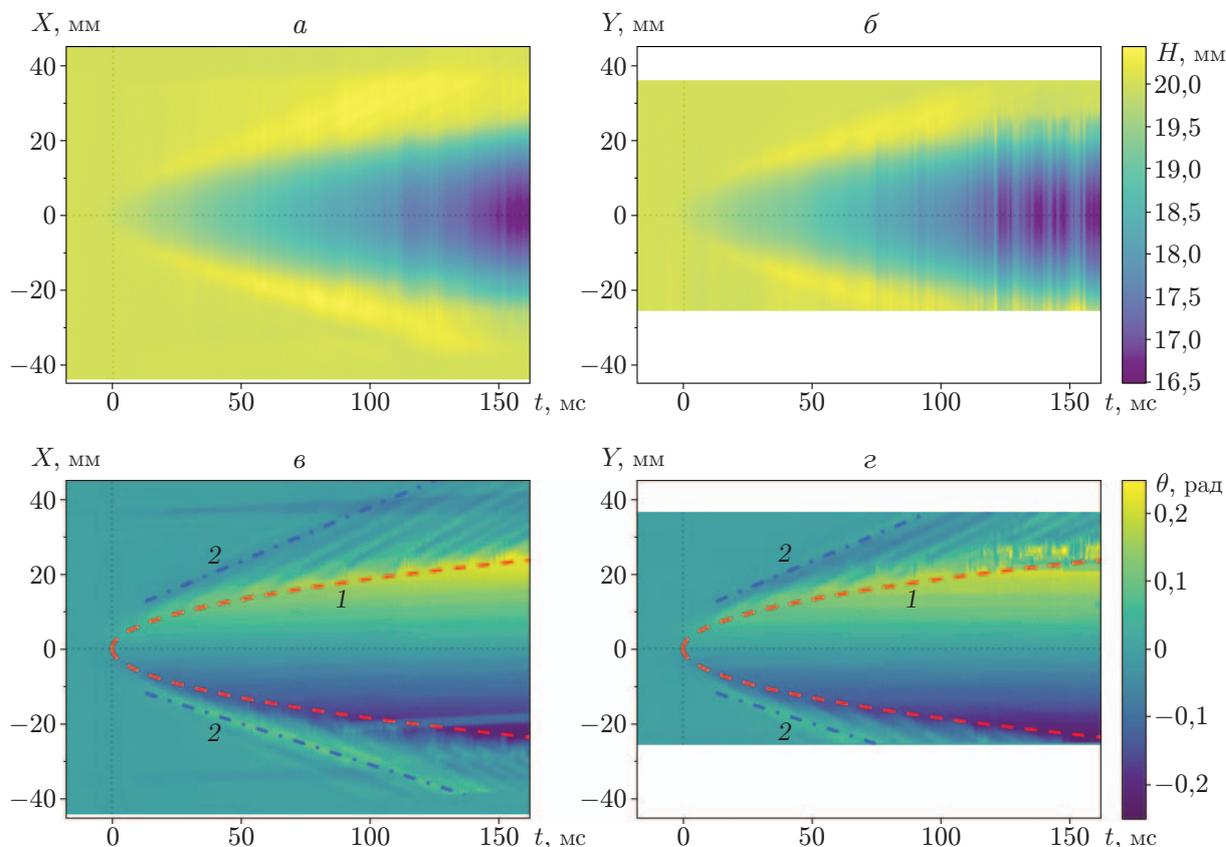


Рис. 2. Пространственно-временные изменения локальной толщины слоя жидкости  $H$  ( $a$ ,  $б$ ) и локального угла наклона поверхности  $\theta$  ( $в$ ,  $г$ ) вдоль продольной  $X$  ( $a$ ,  $в$ ) и поперечной  $Y$  ( $б$ ,  $г$ ) горизонтальных осей при  $V_z = 20$  мм/с,  $\alpha = 30^\circ$ : 1 — граница кратера, 2 — фронт бора

кратера. Данные, полученные путем восстановления поля смещений вдоль координат  $X$  и  $Y$ , также хорошо согласуются, что подтверждает достоверность измерений.

На рис. 3,б приведены данные о движении фронта бора и границы кратера с момента формирования кратера. Скорость фронта бора постоянна во времени и не зависит от  $V_z$  и  $\alpha$ . Скорости бора перед телом и позади него равны по модулю. Скорость фронта согласно [10] составляет 0,23 м/с.

Положение границы кратера описывается зависимостью от времени  $\sqrt{t}$ . Штриховыми линиями на рис. 3,б показано положение точки пересечения поверхности сферы с уровнем невозмущенной жидкости ( $H = 20$  мм) в предположении, что нижняя точка сферы пересекает этот уровень в момент  $t = 0$ :

$$x(t) = \sqrt{V_z t (2R - V_z t)} \quad (1)$$

( $R$  — радиус сферы;  $V_z t$  — высота погруженного ниже линии уровня  $H$  сегмента сферы). В действительности формирование кратера начинается несколько раньше момента, в который нижняя точка сферы достигает линии уровня  $H$ , поскольку взаимодействие сферы и жидкости осуществляется через слой воздуха. Истинное положение сферы в рамках данного эксперимента вычислить невозможно, однако оно сдвинуто на небольшую величину влево от штриховой линии. Положение границы кратера близко к положению границы, определенному по формуле (1). Угол удара не влияет на скорость расширения кратера. Расширение кратера происходит осесимметрично.

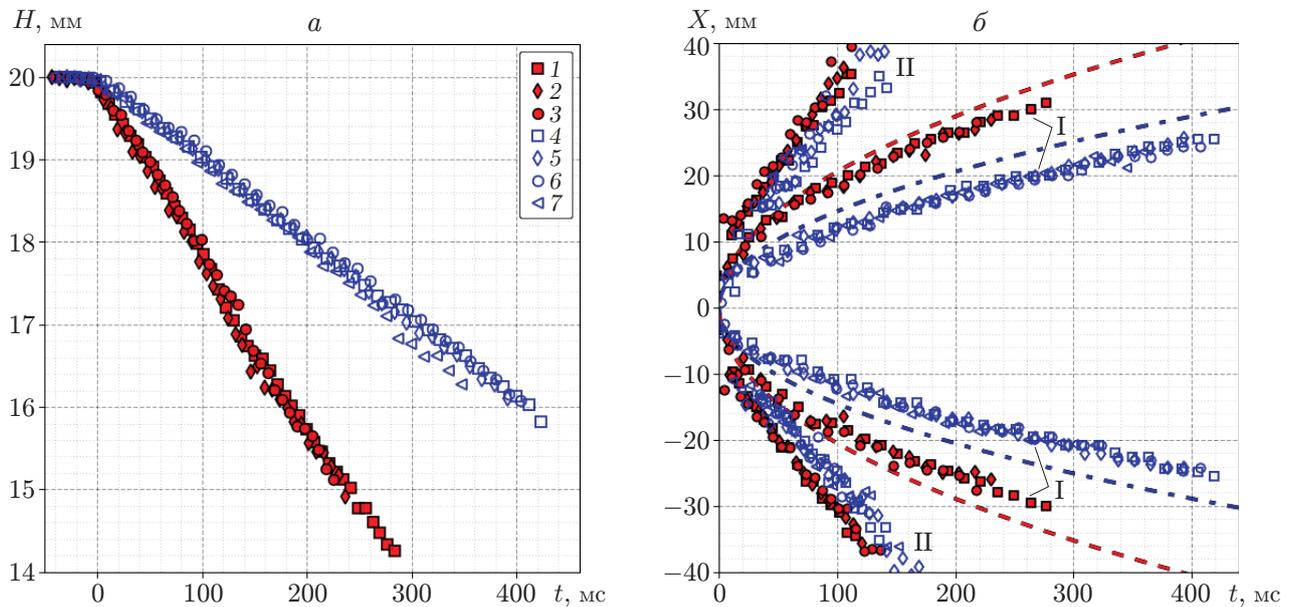


Рис. 3. Зависимость минимальной толщины слоя жидкости в центре кратера от времени (а) и границы бора и кратера вдоль оси  $X$  (б):

точки — эксперимент, линии — расчет по формуле (1) (штриховые —  $V_z = 20$  мм/с, штрихпунктирные —  $V_z = 10$  мм/с); 1-3 —  $V_z = 20$  мм/с, 4-7 —  $V_z = 10$  мм/с; 1, 4 —  $\alpha = 90^\circ$ , 2, 5 —  $\alpha = 45^\circ$ , 3, 6 —  $\alpha = 30^\circ$ , 7 —  $\alpha = 15^\circ$ ; I — кратер, II — бор

Тем не менее при  $\alpha = 15^\circ$  наблюдается слабая асимметрия кратера, проявляющаяся в виде различия максимальных углов наклона свободной поверхности в его передней и задней частях. На рис. 4 представлены примеры зависимости квадрата максимального локального угла наклона кратера от времени для различных склонов кратера. Если при  $\alpha = 90^\circ$  зависимости для  $X+$  и  $X-$  совпадают, то при  $\alpha = 15^\circ$  наблюдается расслоение: максимальный угол наклона задней части кратера ( $X+$ ) приблизительно на 10 % больше, чем при осесимметричном ударе, причем различие проявляется приблизительно через 120 мс после начала взаимодействия. При этом отклонения для переднего и заднего склонов кратера не симметричны: угол наклона фронта кратера ( $X-$ ) незначительно отличается от максимального угла наклона осесимметричного кратера.

Возможно, данная асимметрия обусловлена возникновением зоны пониженного давления вблизи поверхности тела в его задней части. Возникновение такой области предсказано, например, в работе [14], в которой рассматривается наклонный удар тела округлой формы по поверхности жидкости в вакууме. При этом зона пониженного давления возникает через конечное время после начала взаимодействия. При наличии воздушной прослойки между телом и жидкостью уменьшение давления вблизи задней стенки кратера может привести к увеличению угла наклона свободной поверхности.

**3. Эволюция капиллярных волн.** Удар по поверхности жидкости генерирует систему кольцевых капиллярных волн, которые распространяются по поверхности бора. Высота этих волн достигает нескольких десятков микрометров, при этом волны характеризуются относительно высокой степенью регулярности (рис. 5, а). Скорость распространения таких волн больше скорости фронта бора. опередив его, они подавляются капиллярными волнами, генерируемыми бором. В работе [10] показано, что волновые характеристики удовлетворительно описываются дисперсионными соотношениями для линейных волн. В данной работе были измерены волновое число и фазовая скорость капиллярных волн, движущихся по поверхности бора. Для измерений в каждой пространственно-временной

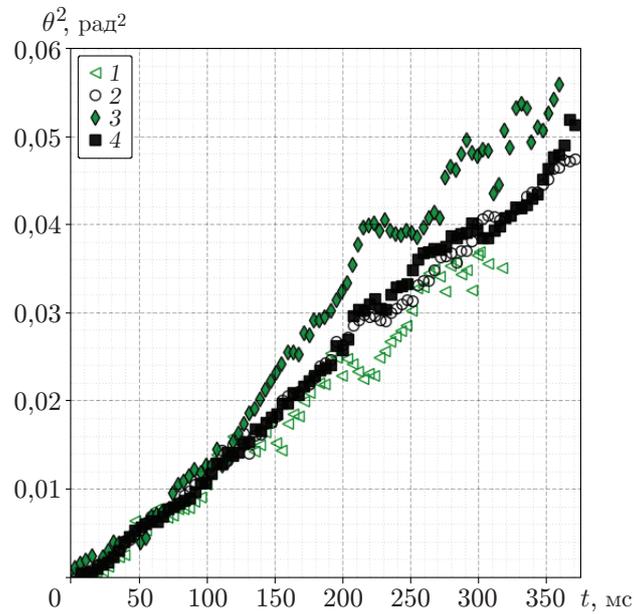


Рис. 4. Зависимости квадрата максимального угла наклона переднего (1, 2) и заднего (3, 4) склонов кратера от времени при  $V_z = 10$  мм/с и различных значениях угла удара:  
 1, 3 —  $\alpha = 15^\circ$ , 2, 4 —  $\alpha = 90^\circ$

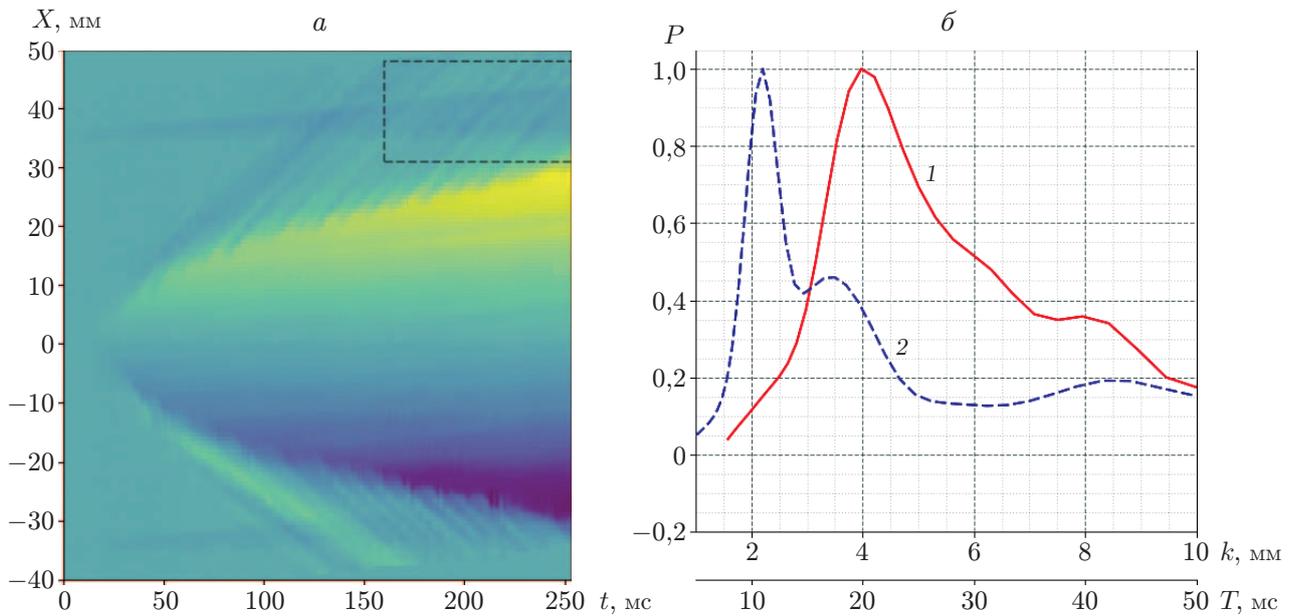


Рис. 5. Пространственно-временная матрица углов наклона межфазной поверхности относительно продольной координаты (а), а также нормированная мощность  $P$  пространственного (1) и временного (2) вейвлет-спектров в выделенной области (б)

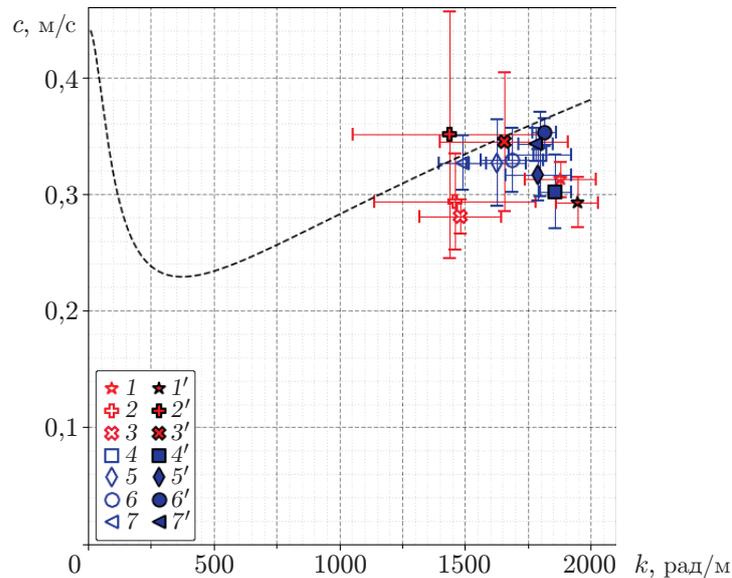


Рис. 6. Зависимость фазовой скорости от волнового числа капиллярных волн: точки — эксперимент, линия — расчет по формуле (2); 1–7 — передний склон кратера, 1'–7' — задний склон кратера; 1–3, 1'–3' —  $V_z = 20$  мм/с; 4–7, 4'–7' —  $V_z = 10$  мм/с; 1, 1', 4, 4' —  $\alpha = 90^\circ$ ; 2, 2', 5, 5' —  $\alpha = 45^\circ$ ; 3, 3', 6, 6' —  $\alpha = 30^\circ$ ; 7, 7' —  $\alpha = 15^\circ$

матрице выделялся фрагмент, содержащий капиллярные волны на поверхности бора (см. рис. 5,а).

Пространственный и временной периоды капиллярных волн измерялись с использованием вейвлет-анализа и прямой выборочной проверки фрагментов пространственно-временной матрицы. Вейвлет-анализ проводился с помощью функции Морле [15]. На рис. 5,б, на котором приведены осредненные вейвлет-спектры сигнала, положение максимума в спектре соответствует наиболее часто встречающемуся периоду волн в соответствующей области, значение отношения периодов соответствует скорости распространения волн, наличие вторичных пиков в спектре свидетельствует о неполной регулярности волн. Тем не менее сравнение с данными прямых измерений длины волны, времени разделения и скорости распространения волн подтвердило корректность использования основного пика в вейвлет-спектре для описания волн.

Гравитационно-капиллярные волны на поверхности слоя жидкости толщиной  $H$  описываются соотношением

$$c = \sqrt{\left(g + \frac{\sigma k^2}{\rho}\right) \frac{\text{th}(Hk)}{k}}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2)$$

где  $c$  — фазовая скорость волн;  $\lambda$  — длина волны;  $k$  — волновое число;  $\rho$ ,  $\sigma$  — плотность и поверхностное натяжение жидкости;  $g$  — ускорение свободного падения. Зависимость измеренных значений фазовой скорости от волнового числа показана на рис. 6 (скорости волн приведены в лабораторной системе отсчета). Видно, что с учетом значительного разброса результатов измерений среднее положение точек удовлетворительно согласуется с данными расчета. Характеристики волн перед телом и позади него различаются в пределах разброса экспериментальных точек.

**Заключение.** С использованием синтетического шпирен-метода проведено экспериментальное исследование влияния угла удара на взаимодействие твердой сферы большого диаметра с покоящейся поверхностью жидкости на начальном этапе. Для повышения достоверности измерений смещения маркеров определялись с использованием РТВ-алго-

ритма. Показано, что изменение угла удара от  $90^\circ$  до  $15^\circ$  не приводит к изменению глубины или ширины кратера. В случае минимального угла удара обнаружено увеличение угла наклона в задней части кратера, что, возможно, обусловлено возникновением зоны низкого давления вблизи кормовой части тела, предсказанной теоретически (см., например, [14]). Измерены фазовая скорость и волновое число капиллярных волн, генерируемых при ударе. Значения волновых характеристик соответствуют коротковолновому участку дисперсионной зависимости (2). При изменении угла наклона значения волновых характеристик не превышают величины разброса данных измерений.

Авторы выражают благодарность А. С. Кижеватову и А. В. Силаеву за помощь в проведении экспериментов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Liang G., Mudawar I.** Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 101. P. 577–599.
2. **Hicks P. D., Ermanyuk E. V., Gavrilov N. V., Purvis R.** Air trapping at impact of a rigid sphere onto a liquid // J. Fluid Mech. 2012. V. 695. P. 310–320.
3. **de Ruiter J., van den Ende D., Mugele F.** Air cushioning in droplet impact. 2. Experimental characterization of the air film evolution // Phys. Fluids. 2015. V. 27. 012105.
4. **Lee J. S., Weon B. M., Park S. J., et al.** Air evolution during drop impact on liquid pool // Sci. Rep. 2020. V. 10. 5790.
5. **Thoroddsen S. T., Etoh T. G., Takehara K.** Air entrapment under an impacting drop // J. Fluid Mech. 2003. V. 478. P. 125–134.
6. **Marston J. O., Vakarelski I. U., Thoroddsen S. T.** Bubble entrapment during sphere impact onto quiescent liquid surfaces // J. Fluid Mech. 2011. V. 680. P. 660–670.
7. **Tran T., de Maleprade H., Sun C., Lohse D.** Air entrainment during impact of droplets on liquid surfaces // J. Fluid Mech. 2013. V. 726. R3.
8. **Korobkin A. A., Ellis A. S., Smith F. T.** Trapping of air in impact between a body and shallow water // J. Fluid Mech. 2008. V. 611. P. 365–394.
9. **Ross S., Hicks P. D.** A comparison of pre-impact gas cushioning and Wagner theory for liquid-solid impacts // Phys. Fluids. 2019. V. 31, N 4. 042101.
10. **Cherdantsev A. V., Gavrilov N. V., Ermanyuk E. V.** Study of initial stage of entry of a solid sphere into shallow liquid with synthetic schlieren technique // Experiment. Thermal Fluid Sci. 2021. V. 138. 110375.
11. **Cherdantsev A. V., Hann D. B., Hewakandamby B. N., Azzopardi B. J.** Study of the impacts of droplets deposited from the gas core onto a gas-sheared liquid film // Intern. J. Multiphase Flow. 2017. V. 88. P. 69–86.
12. **Khabakhpasheva T. I., Korobkin A. A.** Oblique elastic plate impact on thin liquid layer // Phys. Fluids. 2021. V. 32. 062101.
13. **Crocker J. C., Grier D. G.** Methods of digital video microscopy for colloidal studies // J. Colloid Interface Sci. 1996. V. 179, N 1. P. 298–310.
14. **Moore M. R., Howison S. D., Ockendon J. R., Oliver J. M.** Three-dimensional oblique water-entry problems at small deadrise angles // J. Fluid Mech. 2012. V. 711. P. 259–280.
15. **Torrence C., Compo G. P.** A practical guide to wavelet analysis // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 1998. V. 79, N 1. P. 61–78.

*Поступила в редакцию 16/IV 2021 г.,  
после доработки — 16/IV 2021 г.  
Принята к публикации 26/IV 2021 г.*