

УДК 532.5

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТИ КУПОЛА ВСПЛЫВАЮЩЕГО ПУЗЫРЯ

© 2023 г. **Е. Е. Мешков^a, Р. В. Мокрецов^{a,b}, И. А. Новикова^{a,b,*},
С. Ю. Седов^{a,b}, И. Р. Смагин^b**

^a *Саровский физико-технический институт — филиал НИЯУ МИФИ, Саров, Россия*

^b *Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Саров, Россия*

**E-mail: irinamonachova@mail.ru*

Поступила в редакцию 29.06.2022 г.

После доработки 22.10.2022 г.

Принята к публикации 22.10.2022 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию устойчивости купола водяного пузыря, всплывающего в растворе соли, с регистрацией методом PLIF течения в плоскости, совпадающей с осью симметрии пузыря. Эксперименты демонстрируют возможность развития неустойчивости в окрестности полюса купола подобного пузыря в соответствии с ранее опубликованными результатами расчетного моделирования.

Ключевые слова: неустойчивость Рэлея–Тейлора, купол всплывающего пузыря, малое число Атвуда, ускоренное сдвиговое течение, реламинизация, метод PLIF

DOI: 10.31857/S0568528122600436, **EDN:** NSVJKE

Явление устойчивости поверхности купола большого воздушного пузыря, всплывающего в воде, привлекало внимание исследователей с 40-х гг. XX в. Анализ механизмов подавления неустойчивости Рэлея–Тейлора на поверхности купола такого пузыря [1] связывает это с действием поверхностного натяжения и кривизной купола. Существует другая точка зрения, в соответствии с которой устойчивость купола пузыря объясняется действием ускоренного сдвигового течения воды по поверхности всплывающего пузыря [2–5], эффекта аналогичного реламинизации турбулентного пограничного слоя под действием ускорения течения [6]. В экспериментах (например, см. [2, 3]) наблюдалось действие подобного эффекта реламинизации в случае воздушного пузыря Тейлора, всплывающего в воде. В этом случае число Атвуда составляло $A \approx 1$ ($A = \frac{\rho_t - \rho_l}{\rho_t + \rho_l} \approx 1$, где ρ_t — плотность тяжелого вещества, ρ_l — плотность легкого вещества). Экспериментальное и расчетное исследование подъема водяного пузыря в растворе поваренной соли ($A \ll 1$) представлены в [7]. При этом в расчете в малой окрестности полюса пузыря наблюдается развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора в форме струи раствора соли, “проваливающейся” в водяной пузырь, однако, используемая в экспериментах методика, согласно которой в режиме видеосъемки регистрировалась форма пузыря, наполненного подкрашенной чернилами водой не позволяла достаточно надежно зарегистрировать неустойчивость купола пузыря.

Ниже приведены результаты серии экспериментов с водяным пузырем, всплывающим в растворе соли, но с визуализацией течения с применением варианта метода лазерного ножа PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) [8]), подтверждающие результаты расчета [7].

1. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В этих экспериментах использовалась аналогичная [7] методика получения пузыря из воды, всплывающем в растворе соли в вертикальном канале сечением 11×11 см². Пузырь образовывался при разрушении оболочки детского резинового шарика, заполненного водой (при комнатной температуре) под небольшим давлением (~ 10 кПа). Шарик располагался на дне канала, заполненного раствором поваренной соли, на оси симметрии канала. Разрушение заполненного ша-

рика осуществлялось в его полюсе иглой, проходящей через отверстие, через которое производилось заполнение шарика водой. Объем шарика, заполненного водой, составлял около 0.5 л.

После прорыва и быстрого (время ~ 1 мс) сжатия оболочки резинового шарика картина течения в плоскости, совпадающей с осью симметрии пузыря, визуализировалась при помощи метода PLIF. В этом методе через стенку канала и пузырь пропусклся луч лазера (длина волны 532 нм), трансформированный при помощи цилиндрической оптики в световой тонкий лист; вода в пузыре содержит вещество родамин 6G, флуоресцирующее под действием лазерного излучения. Максимум полосы поглощения раствора Родамина 6G приходится на длину волны $\lambda = 525$ нм, что позволяет эффективно использовать лазерный источник с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм. Максимум полосы испускания раствора родамина 6G в воде приходится на длину волны $\lambda = 555$ нм [8], что позволяет визуально отличать излучение флуоресценции в плоскости луча лазера от рассеянного излучения лазера. По сравнению с экспериментами [7], в которых получался общий вид всплывающего пузыря, в данном случае наблюдается внутренняя структура течения. Отметим, что количество родамина в воде пузыря незначительно (микрограммы) и не влияет на число Атвуда.

Регистрация картины течения в плоскости луча лазера осуществлялась цифровым фотоаппаратом Casio Exilim EX-F1 в режиме скоростной видеосъемки со скоростью 300 кадров в секунду.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

На рис. 1а приведены кадры видеोगраммы развития неустойчивости Рэлея–Тейлора в малой окрестности полюса водяного пузыря, всплывающего в растворе соли. Неустойчивость развивается в форме локальной струи раствора соли, “проваливающейся” в пузырь. Одновременно наблюдается расширение струи, а с другой стороны, тенденция к захлопыванию в месте входа струи в пузырь и одновременно намешивание воды в тело струи.

На рис. 1б, в приведены для сравнения результаты эксперимента и расчета течения [7]. Из сравнения результатов эксперимента (рис. 1а) и расчета (рис. 1в) следует, что в нашем случае возможно формирование течения, сходное с расчетом – развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора в окрестности полюса пузыря – в эксперименте наблюдается образование струи, проникающей в пузырь. Однако в картинах течения струи в расчете и эксперименте наблюдаются существенные отличия: формирование кольцевого выброса по периметру основания струи; образование вихрей на кромке выброса под действием затекающей в пузырь струи; существенное расширение струи в поперечном направлении. Наконец, струя и возмущение боковой поверхности пузыря развиваются в эксперименте значительно быстрее, чем в расчете. По-видимому, все это можно объяснить относительно большой величиной начального возмущения поверхности пузыря в эксперименте, вызванного движением фрагментов резиновой оболочки и иглы, пробивающей оболочку – рис. 2.

Результаты серии экспериментов с водяным пузырем и регистрацией течения методом PLIF в принципе подтверждают результаты расчета [7]. В самом общем случае при подъеме, из состояния покоя осесимметричного водяного пузыря в растворе соли, в окрестности полюса пузыря (при отсутствии стабилизирующего действия поверхностного натяжения) реализуются условия для развития неустойчивости Рэлея–Тейлора. Размер этой окрестности (круга неустойчивости) будет определяться главным образом окружностью на поверхности пузыря, за пределами которой реализуется достаточно интенсивное ускоренное сдвиговое течение – рис. 3. Происходит это в силу симметрии течения – в полюсе купола пузыря скорость течения (в системе координат, связанной с куполом) будет равна нулю, а вне оси симметрии по мере удаления от нее скорость течения по куполу нарастает, и вместе с этим нарастает ускорение течения и возникает (скорее всего, плавный) переход от неустойчивости к устойчивости – к зоне, где неустойчивость подавляется ускоренным сдвиговым течением.

Пузырь всплывает практически с постоянной скоростью, и на его боковой поверхности возникает сдвиговое течение с практически постоянной скоростью; и в этой зоне развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца.

На рис. 4 проведена зависимость от времени глубины проникновения струи раствора соли в пузырь.

Ранее в [7] наблюдалось различие результатов расчета и эксперимента (рис. 1б и рис. 1в) – в экспериментах неустойчивость купола пузыря не была зарегистрирована. В [7] это объяснялось возможным отклонением от осевой симметрии формы всплывающего пузыря и возникающего течения. По результатам настоящих опытов можно предположить, что причиной также мо-

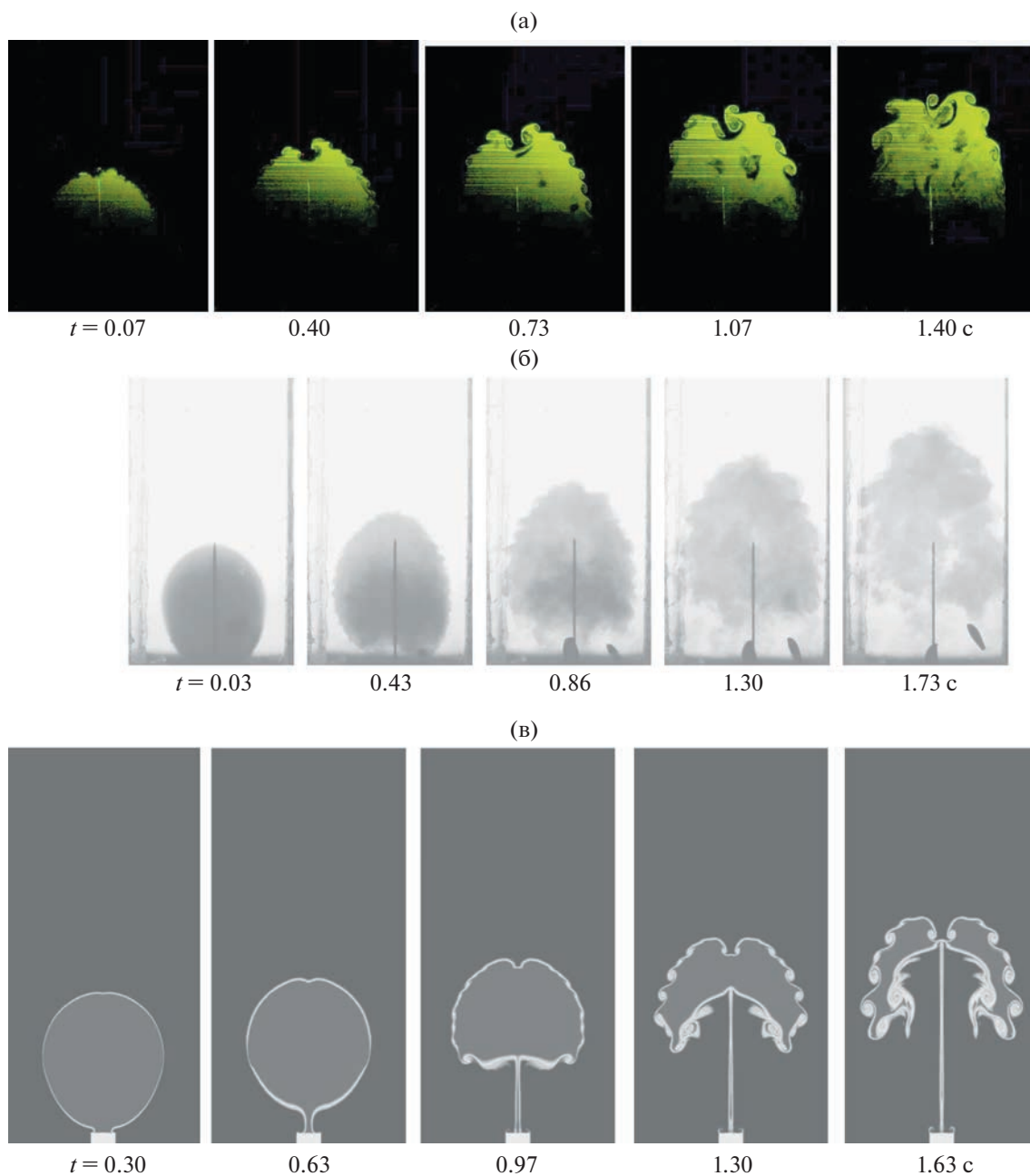


Рис. 1. (а) Кадры видеополоски развития неустойчивости в окрестности полюса водяного пузыря, всплывающего в растворе соли. Неустойчивость развивается в форме локальной струи раствора соли, проваливающейся в пузырь. (б) Кадры видеосъемки подъема пузыря из подкрашенной чернилами воды в растворе поваренной соли [7]. (в) Результат двумерного расчета по программе STAR-CCM+ v11.06 [7]. В эксперименте раствор содержит 15 г соли на литр воды, $A = 0.006$. Время в экспериментах отсчитывается от момента пробоя иглой резиновой оболочки с точностью 0.03 с.

жет являться недостаточная прозрачность воды в пузырях, окрашенной чернилами. Следует отметить, что, несмотря на развитие неустойчивости в окрестности полюса пузыря, последний не разрушается на более мелкие фрагменты, как это предполагалось в [1].

В связи с приведенными результатами можно вернуться к вопросу о критическом размере воздушного пузыря, всплывающего в воде, при котором может происходить его разрушение. По представлениям [1], если устойчиво поднимающийся пузырь с устойчивой гладкой поверхностью в начальный момент испытывает малое возмущение, амплитуда возмущения увеличива-

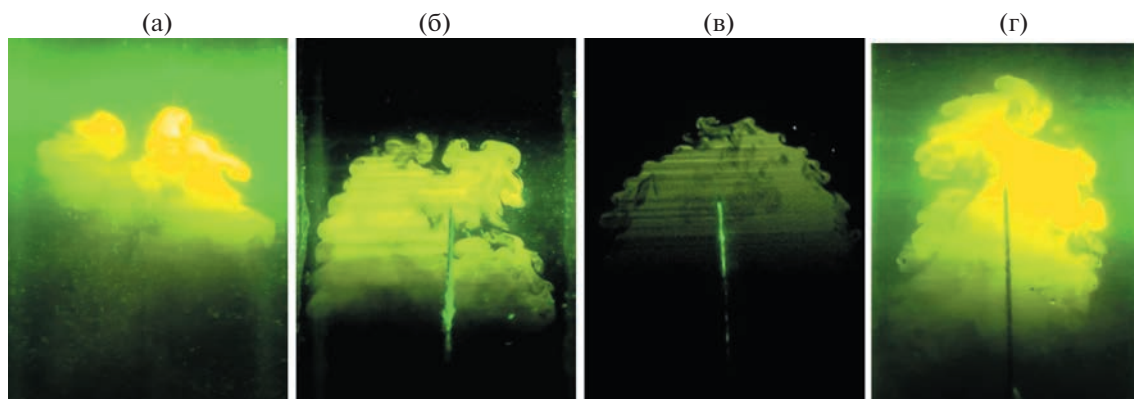


Рис. 2. Вариация формы пузыря в различных опытах может объясняться влиянием движения иглы и фрагментов разорванной резиновой оболочки пузыря: (а) Опыт № 2018.10.12/3, $t = 0.49$ с. (б) Опыт № 2018.10.12./1, $t = 0.47$ с. (в) Опыт № 2018.12.14/2, $t = 0.47$ с. (г) Опыт № 2018.10.12./2, $t = 0.47$ с.

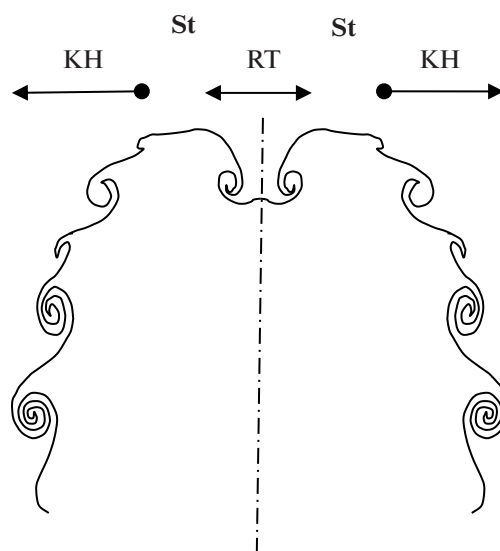


Рис. 3. Расположение зон неустойчивого и устойчивого течения на поверхности водяного пузыря, всплывающего в растворе соли: **RT** — область, в которой развивается неустойчивость Рэлея–Тейлора — “круг неустойчивости”; **КН** — область развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на боковой поверхности пузыря под действием сдвигового течения с постоянной (или слабо меняющейся) скоростью; **St** — пояс устойчивости, область в которой неустойчивости подавляются ускоренным сдвиговым течением.

ется и может стать достаточно большой, чтобы вызвать эффекты, приводящие к разрушению пузыря и его распаду на более мелкие, но устойчивые пузыри. В то же время эксперименты [9] с пузырями объемом до ~ 0.3 л показывают, что при внесении на поверхность купола воздушного пузыря конечных возмущений (в том числе большой амплитуды) пузыри сохраняют устойчивость; при этом возмущения поверхности купола как бы “скатываются” вниз, оставляя гладкий купол.

С другой стороны, воздушные пузыри очень большого объема (~ 14 – 15 литров) в процессе подъема из состояния покоя с глубины 2.5 м очень рано трансформируются в вихревое кольцо диаметром более метра, состоящее из очень мелких пузырьков [10].

3. ОЦЕНКА РАЗМЕРА КРУГА НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА КУПОЛЕ ВСПЛЫВАЮЩЕГО ЖИДКОГО ПУЗЫРЯ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ БЕГУЩИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

Оценим область углов, разделяющую преимущественно стоячие возмущения и бегущие возмущения (положение круга неустойчивости), пренебрегая здесь поверхностным натяжением.

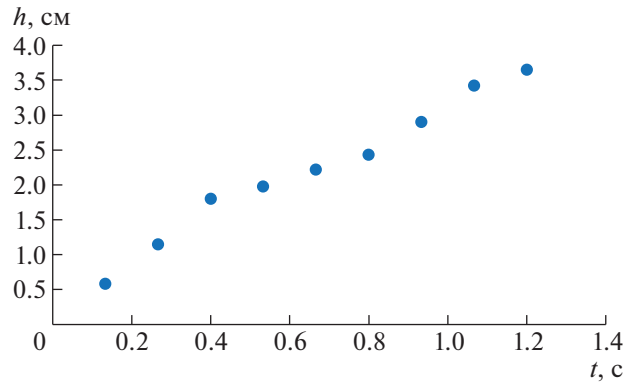


Рис. 4. Временная зависимость глубины проникновения h в пузырь струи раствора соли вследствие развития неустойчивости в окрестности полюса пузыря. Величина h измеряется от вершины контура купола пузыря, полученного интерполяцией по невозмущенным участкам поверхности купола; направление оси совпадает с направлением струи.

Характерное время развития неустойчивости Рэлея—Тейлора стоячего возмущения (в предположении не скатывающегося возмущения) в линейном приближении определяется выражением $t_R = \sqrt{\lambda_0/2\pi g}$. Здесь λ_0 — длина волны возмущения, g — ускорение свободного падения. Возьмем для оценок длину волны возмущения на пузыре $\lambda_0 = 2\pi R \sin \vartheta_0$, где R — радиус пузыря, ϑ_0 — угол, отсчитываемый от вертикальной оси симметрии пузыря. Тогда характерное время роста стоячих возмущений $t_R(\vartheta_0) = \sqrt{R \sin \vartheta_0 / g}$. Для времени скатывания бегущего возмущения по поверхности пузыря примем время достижения возмущением экватора пузыря $\vartheta = \pi/2$, начиная со значения угла ϑ_0 в начальный момент времени $t = 0$. Приняв зависимость для скорости возмущения $v_0(\vartheta) = \sqrt{2gR(1 - \cos \vartheta)} = 2 \sin \frac{\vartheta}{2} \sqrt{gR}$, мы имеем в виду случай, когда возмущения скатываются с поверхности купола пузыря подобно материальной точке с гладкой твердой сферы за счет силы тяжести.

Это время составляет величину [11]

$$t_S(\vartheta_0) = \left(\arctan h \left(\cos \frac{\vartheta_0}{2} \right) - \arctan h \left(\cos \frac{\pi}{4} \right) \right) \sqrt{\frac{R}{g}}$$

Если время роста “стоячих” возмущений $t_R(\vartheta_0)$ больше времени скатывания бегущих возмущений $t_S(\vartheta_0)$, то возмущения не успевают вырасти. Таким образом, критическое значение начального угла ϑ_{crit} , разделяющего две области возмущений, находится из равенства $t_R(\vartheta_0) = t_S(\vartheta_0)$, откуда находим $\theta_0 = \vartheta_{crit} = 41^\circ$.

Итак, для углов, меньших ϑ_{crit} , на поверхности пузыря может развиваться неустойчивость Рэлея—Тейлора, а для углов, больших ϑ_{crit} , возмущения скатываются с поверхности. Ниже экватора, вблизи пузыря, появляется и зона вихревого движения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика исследования устойчивости поверхности купола водяного пузыря, всплывающего из состояния покоя в растворе соли с применением PLIF-метода.

Результаты экспериментов указывают на возможность развития неустойчивости в окрестности полюса водяного пузыря, всплывающего в растворе соли, в соответствии с расчетом и общепринятыми представлениями о развитии неустойчивости Рэлея—Тейлора. Однако характер развития неустойчивости в этом случае заметно отличается от типичной картины развития неустойчивости.

На основе совокупности результатов настоящих экспериментов и результатов можно заключить, что устойчивость купола всплывающего пузыря определяется не только действием поверх-

ностного натяжения и кривизной купола, но и осесимметричным ускоренным сдвиговым течением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Batchelor G.K.* The stability of a large gas bubble rising through liquid // *J. Fluid Mech.* 1987. P. 399–422.
2. *Meshkov E.E.* Some peculiar features of hydrodynamic instability development // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2013. P. 371.
3. *Мешков Е.Е.* К вопросу о структуре зоны перемешивания на неустойчивой контактной границе // *ЖЭТФ*. 2018. № 1. С. 150–156.
4. *Sreenivasan K.R., Abarzhi S.I.* Acceleration and turbulence in Rayleigh–Taylor mixing // *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 2013. P. 371.
5. *Taylor G.I.* The Criterion for Turbulence in Curved Pipes // *Proc. Roy. Soc. A.* 1929. P. 243–249.
6. *Narasimha R., Sreenivasan K.R.* Relaminarization in highly accelerated turbulent boundary layers // *J. Fluid Mechanics.* 1973. № 3. P. 417–447.
7. *Kanygin R.I., Kashcheev A.D., Kudryavtsev A.Yu., Meshkov E.E., Novikova I.A.* The stability of the dome of a liquid bubble rising in a dense liquid // *Phys. Scr.* 2018. № 2.
8. *Crimaldi J.P.* Planar laser induced fluorescence in aqueous flows // *Exp Fluids.* 2008. P. 851–863.
9. *Bazarov Yu., Kuratov S.E., Meshkov D.E., Meshkov E.E., Ol'khov O.V., Sedov S.Yu., Sivolgin V.S.* Analysis of hydrodynamic instability growth in a 2D flow // *Phys. Scr.* 2010. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2010/T142/014018>
10. *Жидов И.Г., Мешков Е.Е., Попов В.В., Рогачев В.Г., Толимяков А.И.* Образование вихревого кольца при всплывании большого воздушного пузыря в воде // *ЖПМТФ*. 1977. № 3. С. 75–78.
11. *Седов С.Ю.* // *Вопросы атомной науки и техники.* 2008. № 4. С. 46–53.