

А. В. Черданцев^{1}*

Оптические искажения при восстановлении трехмерной формы ручейка методом лазерно-индуцированной флюоресценции

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск,
Российская Федерация

* e-mail: cherdantsev@itp.nsc.ru

Аннотация. В работе рассматривается применимость метода лазерно-индуцированной флюоресценции к исследованию ручейковых течений. Проведено моделирование хода лучей лазера и флюоресценции с учетом поглощения света на межфазной поверхности и отражения от дна пластины, по которой течет ручеек. Изучено влияние кривизны и угла наклона межфазной поверхности в поперечном сечении ручейка на форму восстанавливаемой поверхности. Показано, что при наблюдаемых в экспериментах толщинах ручейка искажениями можно пренебречь.

Ключевые слова: ручейковое течение, метод лазерно-индуцированной флюоресценции, оптические искажения

A. V. Cherdantsev^{1}*

Optical Distortions during Recovery of Three-Dimensional Shape of a Rivulet Using Laser-Induced Fluorescence Technique

¹Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Novosibirsk, Russian Federation

* e-mail: cherdantsev@itp.nsc.ru

Abstract. Applicability of Laser-Induced Fluorescence technique to studying rivulet flows is considered. A ray-tracing modeling is carried out for laser and fluorescence, taking into account the light absorption at the interface and light reflection at the bottom of the plate, over which the liquid flows. The influence of interface curvature and slope in the cross-section of the rivulet on the shape of the recovered surface. It is shown that under the experimental conditions, the distortions can be neglected.

Keywords: rivulet flow, laser-induced fluorescence, optical distortions

Введение

Ручейковым (ривулетным) течением называется течение слоя жидкости, ограниченное с двух сторон контактными линиями. Такие течения возникают при недостаточной для полного смачивания поверхности плотности орошения. Причиной локального понижения расхода жидкости может стать пальцевая неустойчивость фронта смачивания [1], термокапиллярная неустойчивость при нагреве [2], сложная форма орошаемой поверхности [3–4], низкая смачиваемость.

Полное описание поверхности ручейка, особенно при наличии нелинейных волн на его поверхности, требует применения полевых методов измерений локальной толщины слоя жидкости с высоким пространственным и временным разрешением. Одним из немногих методов, соответствующих таким требованиям, является метод лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ), основанный на яркости изображения [5].

В ходе экспериментального и теоретического исследования волновых режимов ручейкового течения [6] возникла необходимость проверки достоверности ЛИФ-измерений применительно к исследованию ручейковых течений. Такой анализ был выполнен в данной работе методом моделирования хода лучей лазера и флюоресценции.

Методы

Равновесная форма поперечного сечения безволнового ручейка на плоской наклонной поверхности может быть определена теоретически решением стационарных уравнений Навье-Стокса [6]:

$$H(z) = H_M \frac{\operatorname{ch}(w) - \operatorname{ch}(wz/b)}{\operatorname{ch}(w) - 1}.$$

Здесь H_M – толщина на оси ручейка, b – полуширина ручейка, $w = b\sqrt{\rho g \cos \theta / \sigma}$, где ρ – плотность жидкости, g – ускорение силы тяжести, θ – угол наклона пластины к горизонту, σ – поверхностное натяжение.

Эта форма закладывается в численную модель оптической задачи, как истинная форма межфазной поверхности. В качестве рабочей жидкости используется вода, ширина ручейка задается равной 6 мм ($b = 3$ мм), $\theta = 30^\circ$. Высота ручейка H_M определяется входным расходом жидкости, Q , в предположении о ламинарном профиле скорости:

$$Q = \frac{gH_M^3 \sin \theta}{6bv} \int_{-b}^b \left(\frac{\operatorname{ch}(w) - \operatorname{ch}(wz/b)}{\operatorname{ch}(w) - 1} \right) dz.$$

При моделировании в данной работе H_M задается как параметр, меняющийся от 0,7 мм (максимальное значение в цикле экспериментов) до 2,1 мм. Размеры расчетной области равны $2b$ и H_M , шаг сетки равен 1 мкм.

В эксперименте [6] лазер и камера располагаются со стороны свободной поверхности. Для простоты будем считать лучи лазера и лучи, ведущие к камере, плоскопараллельным пучком, перпендикулярным пластине. Моделирование проводится в приближении геометрической оптики и принципа суперпозиции. Схема хода лучей иллюстрируется на рис. 1.

В каждом узле сетки задается вертикальный луч лазера (на рис. 1 зеленой линией показан каждый сотый луч) с интенсивностью I_0 . На межфазной поверх-

ности (синяя линия на рис. 1) луч преломляется (преломленные лучи показаны красным). Начальная интенсивность преломленного луча равна интенсивности падающего луча, умноженной на коэффициент прохождения T_1 . Последний зависит от угла падения и определяется по формулам Френеля. Далее интенсивность вдоль луча ослабляется за счет поглощения света лазером растворенным в жидкости флюорофором: $I(r) = I_0 T_1 e^{-\alpha r}$, где r – расстояние вдоль луча от точки преломления до текущего положения, а α – коэффициент поглощения света лазера флюорофором.

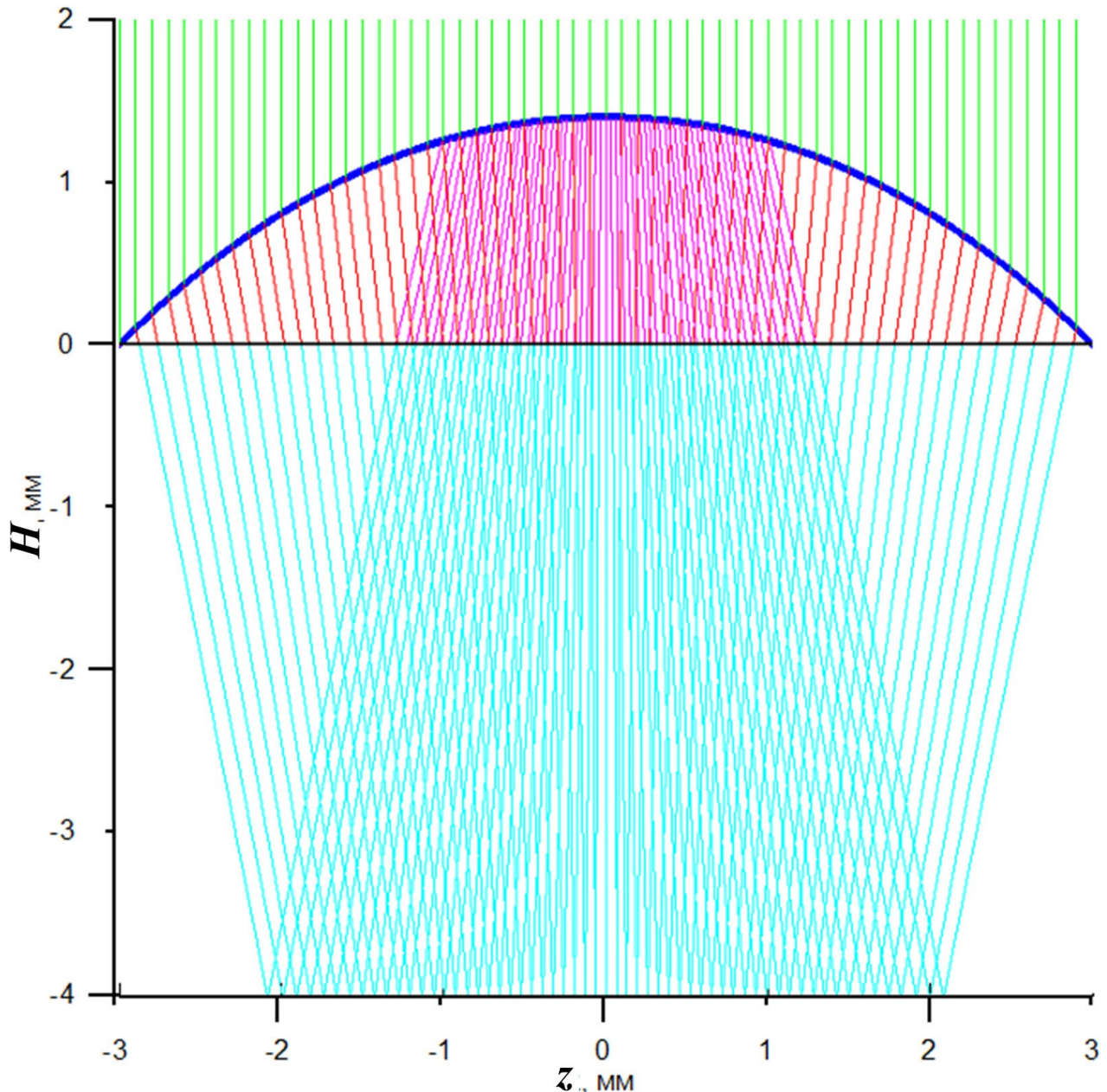


Рис. 1. Расчет хода лучей лазера при равномерном освещении поверхности ручейка (синяя линия). Падающий свет (зеленый), преломленный свет в жидкости (красный), преломленный свет в стекле и отраженный от дна

пластины (голубой), преломленный свет в жидкости после отражения (магента). Показан каждый сотый луч. Ширина ручейка 6 мм, $H_M = 1,4$ мм

Для простоты изложения рассмотрим случай течения ручейка по непрозрачной поверхности с нулевым коэффициентом отражения. В этом случае поле освещенности жидкости лазером ограничивается преломленными лучами. Освещенность в пространственной ячейке сетки равна сумме локальных интенсивностей лучей, проходящих через ячейку. В каждой ячейке генерируется флюоресцентное свечение, яркость которого пропорциональна локальной освещенности падающим светом (коэффициент пропорциональности β одинаков для всех ячеек). Флюоресценция испускается во все стороны, однако в камеру попадают лишь лучи, которые после преломления на межфазной границе станут вертикальными. Таким образом, освещенность, регистрируемая камерой, собирается вдоль тех же лучей, по которым распространяется свет лазера. Интенсивность сигнала в каждом «пикселе» камеры (с размером, равным размеру ячейки) равна суммарной интенсивности флюоресценции во всех ячейках, через которые проходит луч, ведущий к данному «пикселю», умноженной на коэффициент прохождения вода-воздух T_2 , зависящий от угла падения и определяемый по формулам Френеля. Вторичным поглощением флюоресценции можно пренебречь, поскольку коэффициент поглощения для длины волны флюоресценции много меньше коэффициента для длины волны лазера.

Полученная зависимость регистрируемой яркости, $J(z)$, может быть пересчитана в локальную толщину слоя жидкости по процедуре, описанной в [5]. Для простоты в последующих расчетах предполагается, что концентрация флюорофора низкая. Тогда ослаблением лазера можно пренебречь, а зависимость яркости от толщины можно считать линейной. Упомянутый выше коэффициент пропорциональности β определяется таким образом, чтобы моделируемый сигнал камеры для плоского слоя жидкости соответствовал заданной толщине слоя.

В реальном эксперименте жидкость течет по стеклянной пластине толщиной 4 мм. Свет лазера, проходящий через жидкость, преломляется и проникает в стекло. Отражением от поверхности вода-стекло можно пренебречь (коэффициент отражения равен 0,0035), однако отражение от нижней границы стекла (поверхность стекло-воздух) имеет больший коэффициент ($K = 0,04$). Лучи преломленного и отраженного света в стекле показаны на рис. 1 голубыми линиями. Попав на границу стекло-вода, отраженный свет преломляется и проникает в жидкость (лучи показаны цветом магента). Хотя интенсивность этих лучей в 25 раз меньше, чем у падающего света, при сильной кривизне межфазной поверхности возможно сгущение лучей, приводящее к повышению локальной освещенности и, соответственно, интенсивности флюоресценции.

Восстановление яркости флюоресценции, регистрируемое камерой, в случае учета пластины выполняется так же, как описано выше, однако сбор яркости дополнительно проводится вдоль лучей, отраженных от дна пластины, с учетом коэффициента отражения.

Результаты

Результаты моделирования ЛИФ-измерений представлены на рис. 2 для трех значений максимальной толщины ручейка H_M : 0,7 мм, 1,4 мм и 2,1 мм.

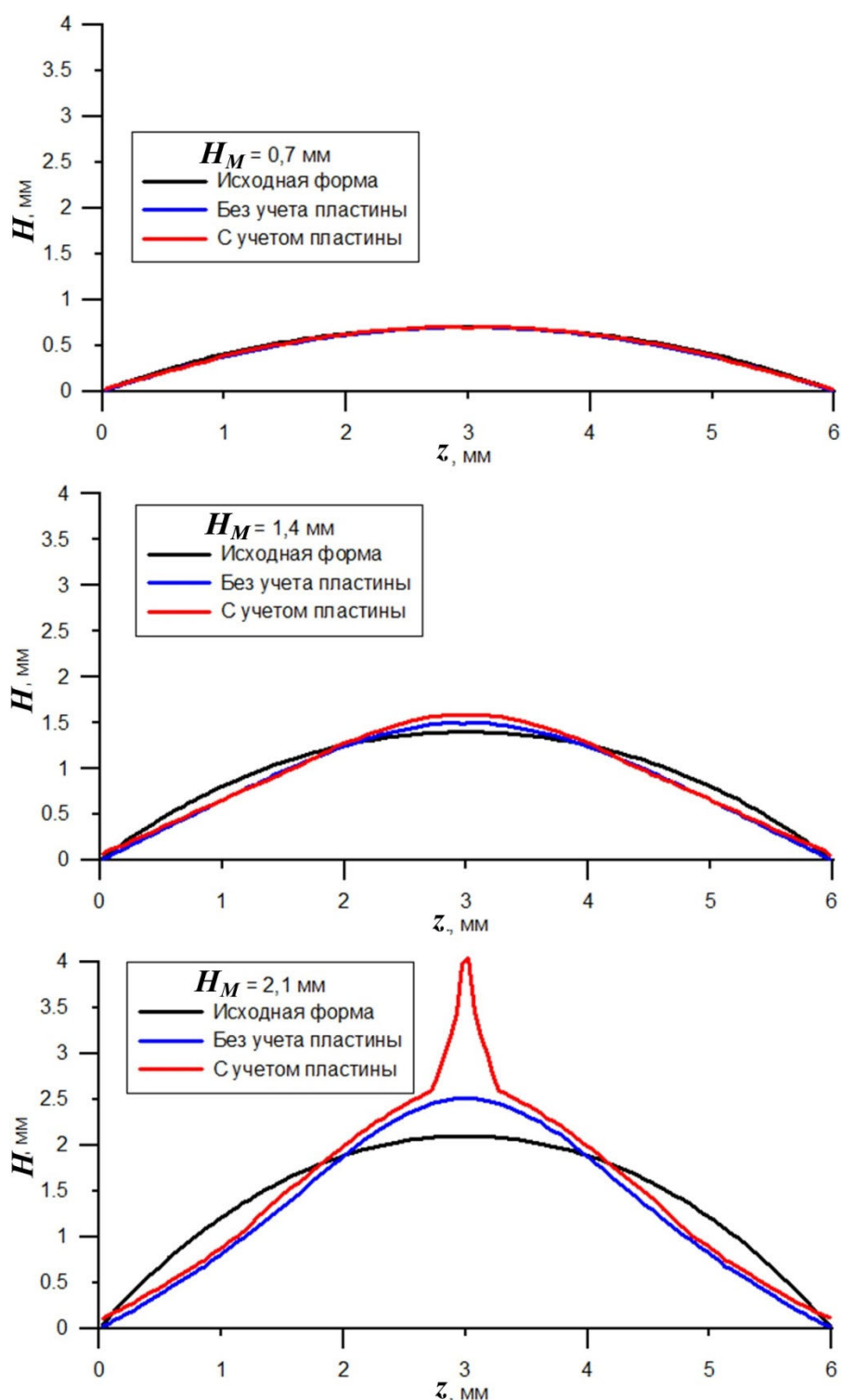


Рис. 2. Сравнение исходной (черный цвет) и восстановленной формы ручейка без учета отражения от дна пластины (синий цвет) и с учетом эффекта пластины (красный). Максимальная толщина ручейка: 0,7, 1,4 и 2,1 мм (сверху вниз)

Для каждого ручейка приведены: исходная теоретически определенная форма (черная линия), восстановленная толщина без учета отражения лазера и флюоресценции от дна пластины (синяя линия) и восстановленная толщина с учетом влияния пластины (красная линия). Для снижения дребезга, связанного с дискретизацией сигнала, проведено осреднение сигнала по значительно более крупным ячейкам (50 мкм).

Случай $H_M = 0,7$ мм соответствует максимальной кривизне ручейка для рассматриваемой серии экспериментов. В этом случае локальное число Рейнольдса жидкости в центре ручейка достигает значений, характерных для ламинарно-турбулентного перехода, что подтверждается отклонением расчетов по ламинарной модели от экспериментов [6]. Для этого случая эффект оптических искажений мал: максимальное отклонение наблюдается в середине склонов ручейка за счет изменения коэффициентов прохождения. Результатом является локальное занижение измеримой толщины, не превышающее 7% и практически не различимое на графике.

При $H_M = 1,4$ мм занижение в центре боковых склонов усиливается. Кроме того, происходит завышение сигнала в центре ручейка, происходящее благодаря слабому сгущению преломленных лучей под гребнем, а также дополнительному сгущению света, отраженного от дна пластины (красная линия в центре проходит чуть выше синей). Таким образом, измеряемая форма ручейка будет качественно отличаться от фактической, хотя количественно различие сравнительно невелико (до 15%).

При $H_M = 2,1$ мм происходит дальнейшее искажение формы ручейка. Под боковыми склонами меняется знак кривизны поверхности. Более того, лучи, отраженные от дна пластины, испытывают фокусировку в жидкости в центральной части ручейка, что приводит к появлению нефизического пика толщины слоя жидкости в центре. Интересно, что при дальнейшем повышении H_M (не представлено в статье) фокусировка отраженного света смещается в стекло и резкий пик исчезает. Тем не менее, искажение формы ручейка продолжает усиливаться.

Заключение

Представлены результаты расчета оптической задачи при применении метода ЛИФ к исследованию ручейковых течений. Проведено моделирование изменения поля освещенности жидкости лазером и локальной яркости флюоресценции вследствие увеличения кривизны и наклона межфазной поверхности. Произведен учет отражения света лазера и флюоресценции от дна стеклянной пластины, по которой течет жидкость. Показано, что для ширины ручейка 6 мм оптическими искажениями можно пренебречь вплоть до толщин, соответствующих локальному ламинарно-турбулентному переходу. Кратное увеличение толщины ручейка приводит к качественному искажению его формы ЛИФ-методом, включая завышение толщины в центре и занижение под боковыми склонами.

Благодарности

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Cazabat, A.M., Heslot, F., Troian, S.M., & Carles, P. (1990). Fingering instability of thin spreading films driven by temperature gradients. *Nature*, 346(6287), 824–826.
2. Abdurakipov, S.S., Lushkin, A.P., Shatskiy, E.N., & Chinnov, E.A. (2023). Influence of thermocapillary forces on the characteristics of falling liquid films. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 202, 123496.
3. Alekseenko, S.V., Markovich, D.M., & Shtork, S.I. (1996). Wave flow of rivulets on the outer surface of an inclined cylinder. *Phys. Fluids*, 8(12), 3288–3299.
4. Sebastia-Saez, D., Reina, T.R., & Arellano-Garcia, H. (2017). Numerical Modelling of Braiding and Meandering Instabilities in Gravity-Driven Liquid Rivulets. *Chem. Ing. Tech.*, 89(11), 1515–1522.
5. Cherdantsev, A., Bobylev, A., Guzanov, V., Kvon, A., Kharlamov, S. (2023). Measuring liquid film thickness based on the brightness level of the fluorescence: Methodical overview. *Int. J. Multiph. Flow*, 168, 104570.
6. Guzanov, V., Aktershev, S., Bobylev, A., Kvon, A., Cherdantsev, A. (2024). Experimental and theoretical study of stationary nonlinear three-dimensional wave regimes on a straight rivulet flowing down an inclined plane. *Int. J. Multiph. Flow* (under review).

© A. B. Черданцев, 2024