

УДК 534.0517.9

О ПУЛЬСАЦИЯХ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ ЛИНЗЫ ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

Ж. Гусбет¹, Д. Ю. Панасенко, А. Т. Суходольский

Представлена простая модель для расчета колебаний термокапиллярной линзы, возникающей при самовоздействии лазерного излучения в тонком слое поглощающей жидкости. Пульсирующий характер осцилляций интерпретируется за счет распространения в движущейся жидкости пространственно-ограниченных тепловых импульсов – солитонов.

Возникновение капиллярно-гравитационной неустойчивости тонкого слоя жидкости в неоднородно нагреваемом снизу слое поглощающей жидкости со свободной поверхностью изучалось в достаточно большом числе работ (см., например, обзор [1]).

Так как аналитическое решение уравнений гидродинамики встречается со значительными математическими трудностями, описание неустойчивости производилось ранее на основе упрощенных моделей: точечной модели нелинейного осциллятора, когда пространственный характер явления учитывался в виде двух характерных времен задержки, вводимых в уравнение для гармонического осциллятора [2], и пространственно-распределенной модели ("циркулятора" [3]), учитывающей основные механизмы тепло-массопереноса.

В данном сообщении представлены результаты расчета новой модели, в которой, в отличие от предыдущих, вводятся изменение толщины слоя жидкости и связанное с ним изменение фокусного расстояния термокапиллярной линзы. Несмотря на то, что представленная упрощенная модель также основывается на рассмотрении трубки тока,

¹Институт прикладных исследований, Руан, Франция.

она может послужить основой для построения полной замкнутой системы сопряженных уравнений тепломассопереноса.

Согласно [5] профиль жидкости под действием термокапиллярных сил можно найти из интегрального условия непрерывности, которое означает, что в каждый момент времени толщина слоя в данном сечении определяется интегрированием тангенциальных составляющих поля скоростей. Если поставить перед собой задачу о нахождении временной зависимости оптической силы термокапиллярной линзы $D(t)$, создаваемой за счет капиллярно-гравитационной неустойчивости, то, ограничившись приближением, в котором прогиб жидкости в центре $h(t)$ много меньше радиуса лазерного пучка r , оптическую силу линзы можно записать в виде

$$D(t) = \frac{2(n-1)}{r^2} h(t),$$

где n – показатель преломления жидкости. Ранее в [4] было показано, что в стационарном случае поле скоростей в центре в основном определяется вертикальной составляющей поля скоростей v_1 . Поэтому, если принять за v_2 среднюю скорость на поверхности жидкости на некотором расстоянии от центра, то уравнение непрерывности [5] можно свести к простому соотношению

$$dh(t)/dt = c_1 v_1(t) - c_2 v_2(t), \quad (1)$$

где c_1 и c_2 – масштабные коэффициенты. По аналогии с "циркулятором" [3] можно выделить трубку тока и решать для нее уравнения движения. Но если разделить ее на вертикальную и горизонтальную части, скорости которых не равны, то (1) даст основной механизм появления прогиба поверхности. На вертикальную часть действуют сила Архимеда, пропорциональная интегралу от температуры $T(t)$ по вертикали, сила вязкого трения и градиент давления, вызванный изменением кривизны поверхности. На горизонтальную часть действуют градиент давления, сила вязкого трения и сила Марангони, связанная с градиентом поверхностного натяжения. Таким образом, уравнение (1) можно дополнить уравнениями движения

$$dv_1/dt = c_3(h_0 - h) + c_4 \int T dz - c_5 v_1, \quad (2)$$

$$dv_2/dt = -c_3(h_0 - h) + c_6 \text{grad}(T) - c_7 v_2 \quad (3)$$

и уравнением теплового баланса

$$dT/dt = c_8 \exp(-\alpha z) - c_9 T + v_1 \text{grad}(T) + \chi(d^2 T/dz^2). \quad (4)$$

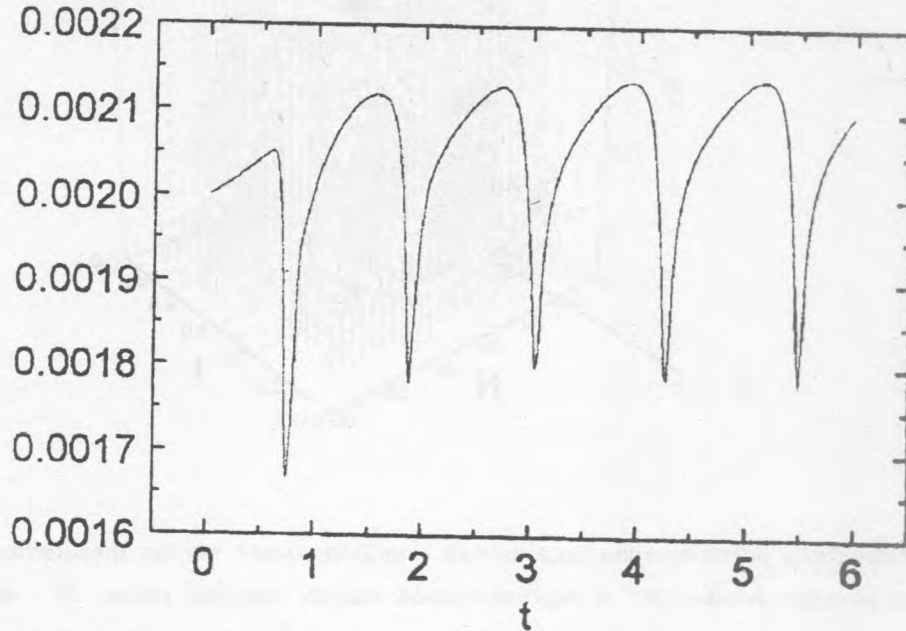


Рис. 1. Временная зависимость глубины провала h в профиле жидкости при термокапиллярном самовоздействии непрерывного лазерного излучения.

Константы в этих уравнениях можно определить следующим образом. Количество жидкости, вытекающее снизу в вертикальную трубку, есть $\rho v_1 \pi r^2$, где ρ – плотность жидкости; вытекающее из вертикальной части – $\rho 2\pi r d$, где d – поперечный размер горизонтальной трубки тока (считаем $d \sim r$). Отсюда можно оценить константы $c_1 = 1$ и $c_2 = 2d/r$. c_3 входит в член, который дает давление, возникающее вследствие разности толщин слоя в центре и на краях. Очевидно, что $c_3 = g/h_0$, где $g = 9,81 \text{ м/с}^2$. Архимедова сила, действующая на вертикальную трубку тока, есть $g\beta \int T dz$. Здесь β – коэффициент температурного расширения. Константы c_5, c_7 учитывают силу вязкого сопротивления, пропорциональную ν/r^2 , где ν – динамическая вязкость. Сила, действующая на горизонтальную трубку тока и обусловленная градиентом поверхностного натяжения, может быть найдена из соотношения $(d\sigma/dT \rho d h_0) \text{grad} T$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения. Длина горизонтальной трубки тока полагается порядка начальной толщины слоя h_0 . Коэффициент $c_8 = I/\alpha \rho c_p$ отвечает за нагрев, где I – интенсивность

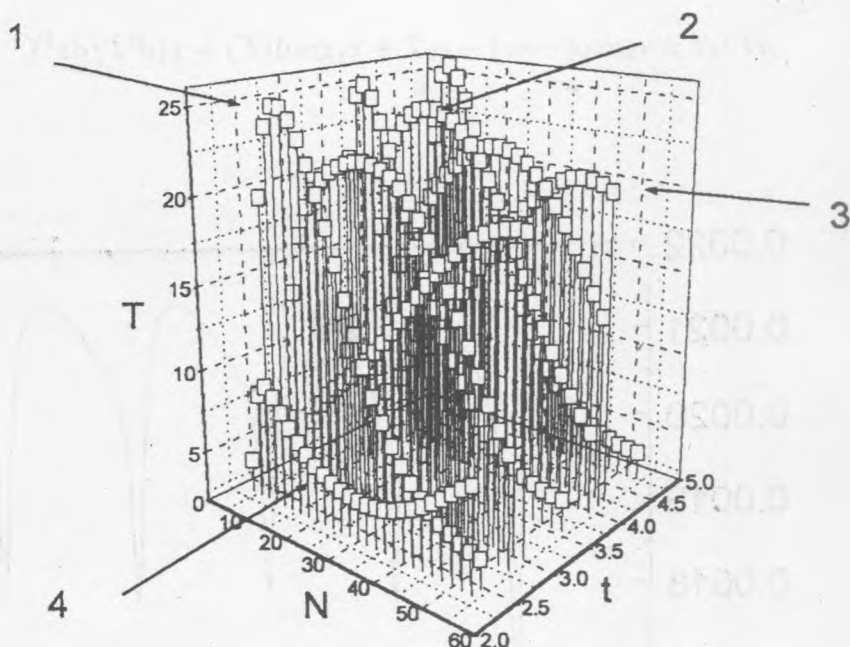


Рис. 2. Характер распространения тепла в центральной части термокапиллярной линзы. T – температура жидкости в вертикальной части трубки тока, N – номер ячейки, t – время. 1 – момент зарождения тепловых солитонов, 2 – начало распространения солитона, 3 – момент выхода солитона на поверхность, 4 – солитон “покинул” вертикальную часть трубки тока.

лазерного излучения, α – коэффициент поглощения, c_p – теплоемкость. c_9 учитывает теплоотдачу в окружающую среду. Исходя из этого, имеем для констант численные оценки (в системе СИ): $c_2 \sim 2$, $c_3 \sim 10^3 - 10^4$, $c_4 \sim 10^{-3}$, $c_5 \sim c_7 \sim 10^2$, $c_6 \sim 10^{-1}$, $c_8 \sim 10^3$.

Решение системы уравнений (1) – (4), записанной в конечных разностях при 50 ячейках на вертикальной и горизонтальной частях трубки тока, проводилось на ЭВМ методом Рунге – Кутты четвертого порядка. Результаты решения представлены на рис. 1 и 2, которые были получены при следующих значениях констант: $c_1 = 1$; $c_2 = 1,6$; $c_3 = 7357$; $c_4 = 1,6 \cdot 10^{-3}$; $c_5 = c_7 = 370$; $c_6 = 0,255$; $c_8 = 1200$; $c_9 = 0,5$.

На рис. 1 представлена временная зависимость глубины провала в профиле термокапиллярной линзы. Полученная временная зависимость носит пульсирующий характер, что хорошо согласуется с характером осцилляций, наблюдаемых в эксперименте. На рис. 2 представлены зависимости, показывающие как тепло распространяется по вер-

тикали. Здесь отображена зависимость температуры T от номера ячейки N и времени t , которая показывает эволюцию зарождения тепловых солитонов и их распространения в центре термокапиллярной линзы снизу вверх. Нелинейное поведение осцилляций термокапиллярной линзы, которые напоминают сердцебиение (поэтому этот эффект ранее был назван optical heartbeat (НВ) [6]) объясняется периодическим зарождением и распространением "теплового солитона", который имеет пространственный размер меньше, чем характерный вертикальный размер слоя жидкости. Заметим, что максимумы прогиба поверхности на рис. 1 соответствуют выходу солитона на поверхность (стрелка 3 на рис. 2).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Gouesbet G. JSME Int. J., Ser. II, **32**, no. 3, 301 (1989).
- [2] Gouesbet G. and Maquet J. Communication Int. J. Heat Mass Transfer, **16**, 133 (1989).
- [3] Визнюк С. А., Суходольский А. Т. ЖТФ, **58**, в. 5, 1000 (1988).
- [4] Визнюк С. А., Суходольский А. Т. Квант. электроника, **15**, N 4, 767 (1988).
- [5] Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Гидродинамика, М., Наука, 1986, с. 736.
- [6] Gouesbet G., Weill M. E., and Lefort E. AIAA J., **24**, No. 8, 1324 (1986).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 4 сентября 1995 г.