

Капля на горячей плите: появление $1/f$ -шума при переходе к сфероидальной форме

© В.П. Скрипов, А.В. Виноградов, В.Н. Скоков, А.В. Решетников, В.П. Коверда

Институт теплофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: vnskokov@itp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 10 июля 2002 г. В окончательной редакции 25 ноября 2002 г.)

Экспериментально исследована динамика испарения капель пентана, гексана и воды на горизонтальной греющей поверхности. Температуры полного перехода капель к сфероидальной форме коррелируют с температурами достижимых перегревов в квазистатических условиях, что позволяет говорить о термодинамическом кризисе кипения. Оптическим и резистивным методами измерены флуктуации в переходных режимах. Установлено, что спектральные плотности мощности флуктуаций имеют фликкерный вид. Данное поведение связано с протеканием в системе неравновесных фазовых переходов.

Поведение испаряющейся капли на горячей плите было предметом многолетних исследований [1–3]. Простейшая организация наблюдательных опытов стимулировала интерес к более глубокому изучению взаимодействия капли жидкости с нагретой твердой смачиваемой поверхностью. С повышением температуры поверхности T_f капля стягивается в сфероид и перестает контактировать со стенкой, время ее испарения возрастает. В промежуточном режиме от частичного растекания капли к сфероидальной форме происходят прерывистое „прилипание“ жидкости и интенсивное кипение. Это явление родственно кризису кипения в большом объеме жидкости [2]. Устойчивое сфероидальное состояние наступает при температуре T_f , близкой к температуре предельного перегрева жидкости T_n при заданном внешнем давлении [3,4], когда контакт жидкости со стенкой становится невозможным. Более детальное рассмотрение условий парения капли на плитой предполагает учет баланса сил, действующих в зазоре между испаряющейся каплей и твердой стенкой [5]. Капля подвержена колебаниям и характеризуется внутренними движениями, обусловленными зависимостью величины коэффициента поверхностного натяжения σ от локальной температуры на деформированной поверхности капли, а также пульсациями давления в зазоре.

Настоящая работа поставлена с целью выявления в системе капля на горячей плите фликкер-шума ($1/f$ шума), т.е. флуктуаций физических параметров, спектр мощности которых зависит от частоты f как $1/f$. Присутствие в системе $1/f$ шума связано с перекачкой энергии от высокочастотных флуктуаций к низкочастотным и означает возможность крупномасштабных низкочастотных выбросов. Фликкер-шум наблюдается в системах самой различной природы [6]. Хотя проблема происхождения $1/f$ флуктуаций достаточно общая, она остается в значительной степени не решенной. До сих пор отсутствует общепринятая картина данного явления и зачастую не ясны механизмы, приводящие к такому спектру флуктуаций. В работах [7–13] исследована динамика флуктуаций в нетрадиционных для

исследований фликкер-шума системах: в кризисных режимах кипения при джоулевом разогреве, при взрывном вскипании струй перегретой жидкости, в колебательных режимах горения, при дуговом электрическом разряде. Установлено, что в кризисных и переходных режимах исследованных процессов присутствуют низкочастотные высокоэнергетичные пульсации со спектром мощности, обратно пропорциональным частоте. В этих экспериментах впервые выделен элементарный источник флуктуаций с $1/f$ -спектром мощности, что позволило планомерно экспериментально воздействовать на его кинетику.

На основе проведенных экспериментальных исследований была сформулирована новая оригинальная модель фликкер-шума [8,14], согласно которой флуктуации с $1/f$ -спектром возникают в системе в результате одновременного протекания взаимодействующих неравновесных фазовых переходов в присутствии белого шума достаточной интенсивности.

Капля, испаряющаяся на горячей плите, представляет собой потоковую систему (потоки тепла, пара), подверженную возмущениям, вызванным центрами кипения при контакте жидкости со стенкой. Переход к сфероидальному состоянию как проявление кризиса кипения можно рассматривать как неравновесный фазовый переход [10]. Поэтому в системе „капля на горячей плите“ можно ожидать генерацию фликкер-шума.

Эксперименты проводили с каплями органических жидкостей — n -пентана и гексана, а также воды, испаряющимися на массивной медной плите. Вначале проводились измерения времен полного испарения капель τ_s в зависимости от температуры плиты T . Результаты измерений представлены на рис. 1. Они аналогичны ранее наблюдаемым [1–3]. Левые ниспадающие ветви зависимостей $\tau_s(T)$ соответствуют температурам, при которых капля контактирует с поверхностью нагрева и в ней происходит пузырьковое кипение. Увеличение времени испарения с ростом температуры стенки соответствует переходу капли к сфероидальной форме. Капля перестает растекаться и принимает сферическую форму, что приводит к уменьшению интенсивности

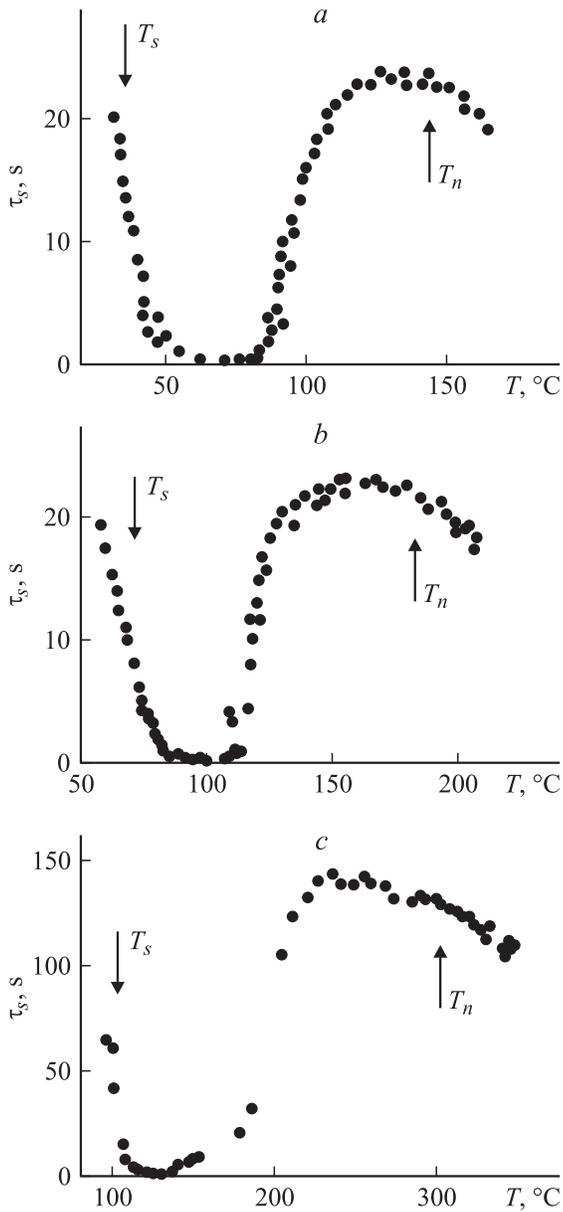


Рис. 1. Зависимость времени полного испарения капли на горячей плите от температуры плиты. *a* — *n*-пентан, температура кипения при атмосферном давлении $T_s = 36^\circ\text{C}$, $T_n = 144^\circ\text{C}$; *b* — гексан $T_s = 69^\circ\text{C}$, $T_n = 182^\circ\text{C}$; *c* — вода $T_s = 100^\circ\text{C}$, $T_n = 304^\circ\text{C}$. Диаметр капель $d \approx 4$ мм.

теплообмена. В этом диапазоне температур происходит прерывистое контактирование капли с поверхностью плиты. С дальнейшим увеличением температуры стенки жидкость полностью отделяется от поверхности нагрева, интенсивность теплообмена стабилизируется и полное время испарения капли вновь начинает плавно уменьшаться с увеличением температуры греющей поверхности.

Из рис. 1 видно, что для пентана и гексана положение максимума времени испарения, соответствующего формированию устойчивого сфероидального состояния,

близко к температуре гомогенного зародышеобразования $T_n = 144^\circ\text{C}$ (*n*-пентан) и 182°C (гексан) [15]. Для капли воды переход к полностью сфероидальной форме наблюдался раньше температуры гомогенной нуклеации, рассчитанной по теории ($T_n = 304^\circ\text{C}$). Однако и для воды положение максимума соответствовало экспериментальным данным по предельным перегревам, полученным в чистой пузырьковой камере ($T_f \approx 250^\circ\text{C}$) [15]. Полученные экспериментальные результаты согласуются с выдвинутой в работе [3] идеей о термодинамической природе кризиса кипения при контакте жидкости с горячей поверхностью.

Для измерения флуктуаций при испарении капли на горячей плите использовался оптический метод регистрации флуктуаций интенсивности лазерного излучения, прошедшего через край капли.

Для поддержания стационарности процесса использовался натекатель, состоящий из резервуара с регулируемой величиной напора, соединительной трубки и стеклянной колбы с капилляром. Величина зазора между капилляром и нагретой поверхностью изменялась. Колебания интенсивности лазерного излучения, связанные с его прохождением по краю кипящей капли, регистрировались фотодиодом ФД256 чувствительностью 0.5 А/Вт. Сигнал от фотоприемника записывался через аналого-цифровой преобразователь (АЦП) в память компьютера.

В опытах с водой кроме оптического использовался также резистивный метод измерения электрических флуктуаций при прохождении тока через подсоленную каплю (1%-ный раствор NaCl в воде). Одним электродом служила медная плита, другой вводился в капилляр. В экспериментах регистрировались флуктуации падения напряжения между греющей медной пластиной и этим капилляром. Диапазон температур при резистивных измерениях был ограничен температурами, при которых происходило полное прерывание контакта капли с гре-

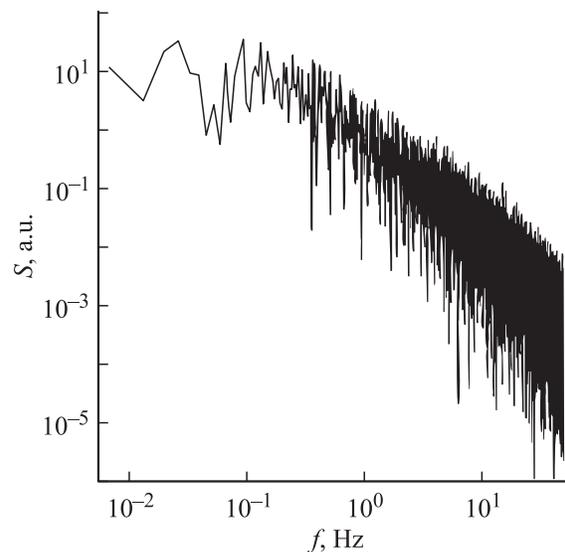


Рис. 2. Спектр мощности флуктуаций при развитом пузырьковом кипении *n*-пентана на горячей плите.

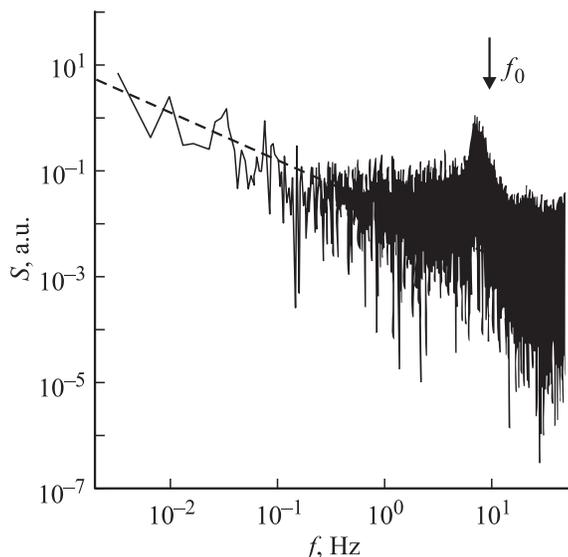


Рис. 3. Спектр мощности флуктуаций при переходе капли n -пентана к сфероидальной форме. Штриховая линия — зависимость $S \sim 1/f$.

ющей поверхностью. Результаты, полученные резистивными и оптическими методами, совпадали.

По измеренным реализациям флуктуаций падения напряжения методом фурье-преобразования находились спектры мощности. В области температур греющей поверхности, соответствующих пузырьковому кипению и сфероидальной форме, спектр мощности флуктуаций имел характерный лоренцевский вид. В качестве примера на рис. 2 приведен спектр мощности флуктуаций при развитии пузырькового кипения пентана на горячей плите.

В области перехода капли к сфероидальному состоянию (возрастающие участки на зависимостях $\tau_s(T)$) характер спектральных зависимостей изменялся. В спектрах появлялся низкочастотный участок с зависимостью, обратно пропорциональной частоте ($1/f$ -шум). Спектр мощности флуктуаций при переходном режиме испарения капли пентана приведен на рис. 3. Основная колебательная мода формы капли радиуса r имеет частоту $f_0 = \sqrt{8\sigma/\rho r^3}/2\pi$ [5], где σ — поверхностное натяжение межфазной границы жидкость–пар, ρ — плотность жидкости (частота f_0 показана на рис. 3 стрелкой). Вклад этой частоты увеличивался по мере возрастания температуры плиты и приближения капли к полностью сфероидальной форме. Для гексана и воды были получены аналогичные результаты.

Таким образом, температура, при которой капля на горячей плите полностью переходит в сфероидальную форму, коррелирует с температурой достижимого перегрева жидкости в квазистатических условиях, что позволяет говорить о термодинамической обусловленности кризиса кипения при контакте капли с горячей поверхностью. В области перехода к сфероидальной форме наблюдаются флуктуации со спектром мощности, обратно

пропорциональным частоте ($1/f$ -шум). Обнаруженный $1/f$ -шум обусловлен протеканием неравновесных фазовых переходов в системе в присутствии белого шума. Роль белого шума играют случайные акты генерации паровых пузырьков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-16288 и 00-15-96519; ведущие научные школы).

Список литературы

- [1] Плетнева Н.А., Ребиндер П.А. // ЖФХ. 1946. Т. 20. № 9. С. 961–972.
- [2] Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.; Л.: Машгиз, 1952. 231 с.
- [3] Скрипов В.П. // Тр. УПИ. Физика. Вып. 123. Свердловск, 1962. С. 50–57.
- [4] Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
- [5] Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: ГИФМЛ, 1959. 699 с.
- [6] Коган Ш.М. // УФН. 1985. Т. 145. № 2. С. 285–328.
- [7] Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. Вып. 9. С. 739–742.
- [8] Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. Вып. 5. С. 1748–1757.
- [9] Скоков В.Н., Коверда В.П., Решетников А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. Вып. 8. С. 590–593.
- [10] Скоков В.Н., Решетников А.В., Коверда В.П. // ТВТ. 2000. Т. 38. № 5. С. 786–791.
- [11] Решетников А.В., Мажейко Н.А., Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П., Уймин А.А. // ДАН. 2001. Т. 380. № 2. С. 176–178.
- [12] Решетников А.В., Виноградов А.В., Коверда В.П., Скоков В.Н. // ДАН. 2000. Т. 374. № 4. С. 481–483.
- [13] Скоков В.Н., Коверда В.П., Решетников А.В. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 3. С. 535–541.
- [14] Коверда В.П., Скоков В.Н. // ДАН. 1999. Т. 366. № 2. С. 316–321.
- [15] Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник / Под ред. Скрипова В.П., Синицына Е.Н., Павлова П.А. и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.