

## Теплопередача при импульсном нагреве в сверхтекучем гелии

В.Б. Ефимов<sup>1</sup>, А.А. Орлова<sup>1</sup>, Л.П. Кондаурова<sup>2</sup>, А.Г. Горкун<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московской обл., Россия  
E-mail: victor\_efimov@yahoo.co.uk

<sup>2</sup>Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1, Россия

<sup>3</sup>Астраханский государственный университет, г. Астрахань, Россия

Статья поступила в редакцию 12 марта 2019 г., опубликована онлайн 26 июля 2019 г.

Экспериментальное исследование процессов распространения длительных (до 1000 мкс) тепловых импульсов показало, что для теплопередачи принципиальным является процесс формирования вихревого поля вблизи нагревателя на характерных размерах порядка нескольких миллиметров, который блокирует дальнейший противоток нормальной и сверхтекучей компонент и развитие турбулентности во всем объеме волновода.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, теплопроводность, противоток нормальной и сверхтекучей компонент, квантовые вихри.

Проблема теплопередачи в сверхтекучем гелии представляет не только научный интерес, принимая во внимание наличие в нем противотока нормальной и сверхтекучей компонент квантовой жидкости, возможность развития квантовых вихрей и взаимное их влияние друг на друга, но также имеет и практическое значение, учитывая широкое использование сверхпроводящих магнитов со сверхтекучим гелием в современной промышленности. Процессы тепловыделения и теплопередачи в гелии особенно актуальны в тех случаях, когда для охлаждения используется высокая теплопроводность сверхтекучего гелия, поскольку локальное тепловыделение может привести к внезапному испарению жидкости, образованию паровой пленки и дальнейшему нагреву поверхности.

Как показали модельные расчеты [1], процесс закипания гелия происходит через увеличение плотности вихрей вблизи нагревателя. Высокая плотность вихрей приводит к уменьшению противотока нормальной и сверхтекучей компонент и уменьшению теплопроводности гелия, что ведет к естественному нарастанию температуры нагревателя, переходу гелия в нормальное состояние и образованию паровой пленки. При меньших плотностях теплового потока закипания может не происходить, но, тем не менее, высокая плотность вихрей может приводить к существенному уменьшению теплопроводности сверхтекучего гелия.

Для дальнейшего выяснения особенностей процессов закипания гелия в настоящей работе проведено экспериментальное изучение распространения мощных тепловых импульсов в зависимости от их длительности.

### Экспериментальная методика

Эксперименты проводили в квазиодномерной геометрии. Нагреватель с сопротивлением  $R = 138$  Ом был напылен на торец прямоугольной призмы сечения  $2 \times 2$  мм, помещенной в длинный кварцевый капилляр с внутренним диаметром  $D = 2,89$  мм. Бронзовый болометр [2] с чувствительностью  $\sim 5$  В/К в исследуемом температурном интервале находился на расстоянии  $H = 2$  мм от конца капилляра. Вид экспериментального устройства приведен на рис. 1. Принципиальным в выборе геометрии прибора были два параметра — площадь оттока тепла в конце капилляра в окружающую ванну и отношение расстояния от конца капилляра до приемника к диаметру капилляра. В нашем случае расстояние  $H < D$ , в отличие от условия  $H \gg D$ , которое определяет переход от квазиодномерного распространения волн к трехмерной геометрии, когда вслед за волной нагрева следует волна охлаждения [3,4]. С другой стороны, площадь оттока тепла от конца капилляра в ванну больше площади волновода ( $S_{\text{volume}}/S_{\text{tube}} = \pi DH/\pi D^2/4 = 4H/D > 3$ ). Расстояние от нагревателя до болометра в этих экспериментах составляло  $l = 33,6$  мм,

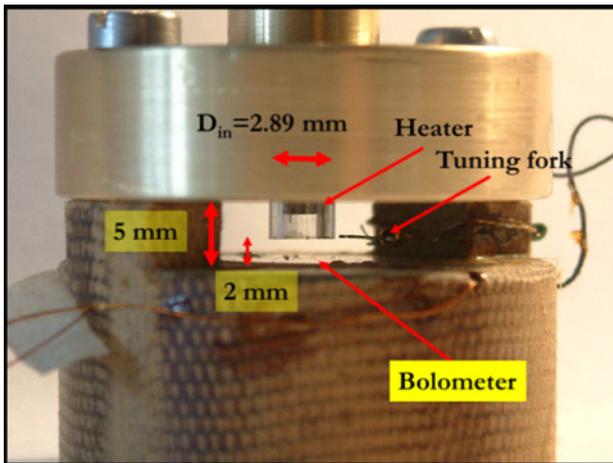


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Вид экспериментального устройства. Приведены характерные размеры измерительной ячейки, нагреватель находится в капилляре вблизи болометра.

что соответствует времени распространения теплового импульса до болометра  $t = 1,76$  мс. Измерения проводили при температуре  $T_\alpha = 1,88$  К, для которой коэффициент нелинейности волн второго звука  $\alpha_2 = 0$ , при этом форма прямоугольного импульса без взаимодействия с вихревой структурой должна оставаться неизменной, в то время как для температур ниже и выше  $T_\alpha$  прямоугольный импульс искажается в треугольный с разрывом на фронте или на тыле волны. В экспериментах мы исследовали распространение единичных прямоугольных импульсов с длительностью от 10 мкс до 1 мс, характерные плотности теплового потока для которых были  $q_P = 11$  Вт/см<sup>2</sup>.

### Результаты измерений

Эксперименты показали, что для коротких импульсов длительностью  $\tau < 100$  мкс прохождение импульсом всей длины волновода не приводит ни к каким видимым изменениям формы импульса (см. рис. 2). Длительность зарегистрированного болометром импульса коррелирует с длительностью запущенного в волновод сигнала с учетом крутизны фронта и тыла импульса. По экспериментальным графикам можно заметить, что после относительно постоянной амплитуды в первые 20–30 мкс амплитуда сигнала начинает незначительно падать. На графике это показано пунктирными линиями.

Однако картина существенно изменяется при увеличении длительности импульса. Экспериментальные записи приведены на рис. 3. Длительность импульсов в этих экспериментах менялась от 100 до 1000 мкс. Синхронизация запуска осциллографа проводилась по тылу импульса, поэтому окончание всех импульсов приходится на одно и то же время на графике  $t \sim 1750$  мкс, в то время как приход фронта перемещается вперед по мере роста длительности импульса.

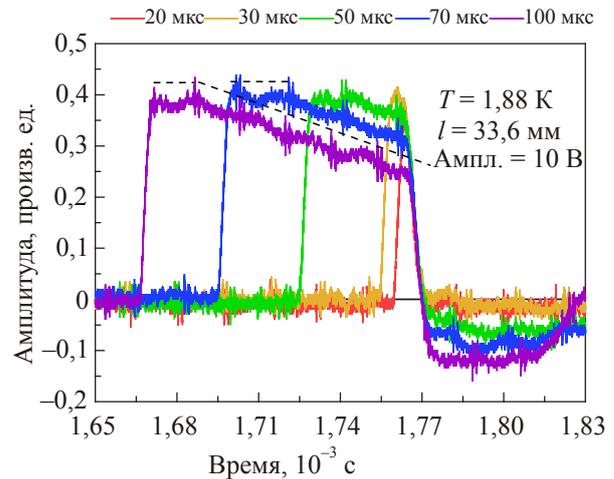


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Форма коротких прямоугольных импульсов длительностью  $\tau < 100$  мкс после прохождения волновода с длиной  $l = 33,6$  мм. Запуск осциллографа осуществлялся по тылу импульса.

Из экспериментальных записей видно, что при увеличении длительности импульса больше 200 мкс форма пришедшего сигнала резко изменяется: после прихода фронта так же, как и на коротких импульсах непродолжительное время наблюдается сигнал постоянной амплитуды. В этот промежуток времени вид регистрируемого сигнала полностью соответствует записям более коротких сигналов, затем начинается резкий спад. После 150 мкс возникает дополнительный пик, одинаковый для всех длительностей от 100 до 1000 мкс. После этого амплитуда регистрируемого сигнала падает до 0. Такое поведение характерно для всех длительностей импульсов больше 200 мкс. Время отсутствия регистрируемого сигнала на болометре соответствует  $t = \tau$  (200) мкс. После окончания импульса болометр начинает регистрировать волну охлаждения. Качественно картина была схожей для всех длинных тепловых импульсов. Временные зависимости времени исчезновения сигнала и время появления волны охлаждения приведены на рис. 4.

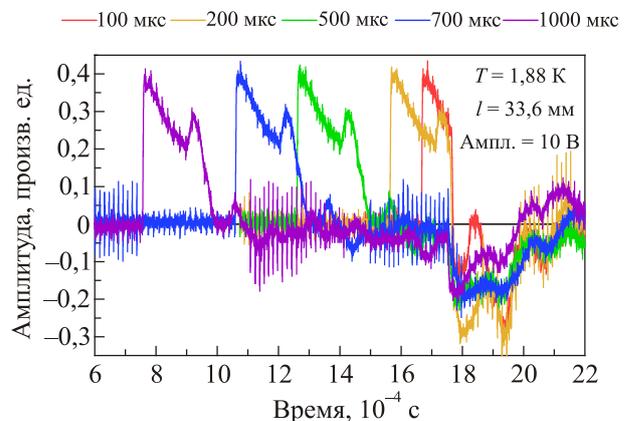


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Запись длинных импульсов  $\tau = 100$ –1000 мкс.

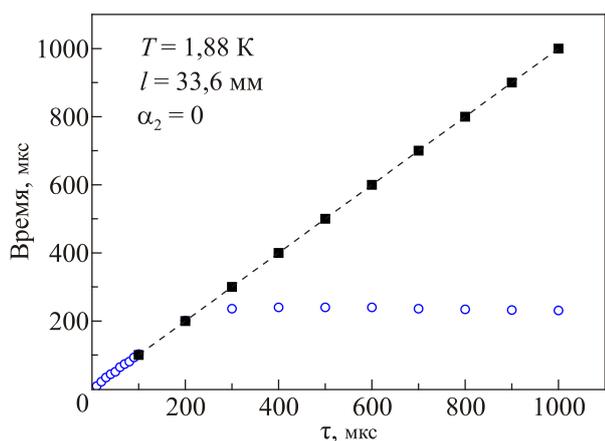


Рис. 4. Зависимость времени от начала импульса до исчезновения сигнала (открытые кружки) и до появления волны охлаждения (черные квадраты) как функция длительности запущенного в волновод импульса.

### Обсуждение экспериментальных результатов

Экспериментально было обнаружено, что для длинных импульсов после прихода фронта сигнала в течение  $\sim 20$  мкс начинается его падение. После 150 мкс на принимаемом сигнале появляется четко различимый пик (том числе и на длительности 100 мкс, см. рис. 3). После еще 50 мкс (суммарное время равно 200 мкс с момента начала нагрева гелия) регистрируемый сигнал резко уменьшается до 0, а после выключения теплового потока в импульсе регистрируется волна охлаждения. Характерные времена исследуемых импульсов были до 1000 мкс, что соответствует распространению импульсов на расстояние в  $\sim 2$  см, что меньше длины волновода в этих экспериментах. Это означает, что все изменения в температуре тепловой волны происходили еще в процессе движения теплового импульса в капилляре.

При включении теплового потока температура импульса возрастает до максимальной и в первоначальные  $t < 20$  мкс никаких видимых изменений амплитуды сигнала не наблюдается. Оценки скорости противотока нормальной и сверхтекучей компонент  $v_{ns}$ , сделанные на основании соотношения  $q = \rho_s \sigma T |v_{ns}|$  [5] для  $T = 1,88$  К, при плотности теплового потока  $q$  в  $11$  Вт/см<sup>2</sup> дают  $|v_{ns}| \sim 1$  м/с. Здесь  $\rho_s$  плотность сверхтекучей компоненты и  $\sigma$  — удельная энтропия. Отметим, что эта скорость существенно больше критической скорости для генерации вихрей [6,7]. Однако растущая плотность вихрей за это короткое время еще не оказывает никакого видимого влияния на амплитуду противотока нормальной и сверхтекучей компонент. За это время импульс распространяется на расстояние в доли миллиметра ( $\sim 0,4$  мм). Рост концентрации вихрей за времена вплоть до 200 мкс

приводит к резкому уменьшению амплитуды сигнала. Наблюдаемый пик для времени  $t_{2P} \sim 150$  мкс никак не связан с последовательным отражением теплового импульса от подложки болометра и от держателя капилляра или от торца капилляра с последующей регистрацией болометром отраженного импульса, так как характерные пробеги импульса второго звука за  $t_{2P}$  соответствуют  $\sim 3$  мм, что меньше  $2H$ . Объяснения причины появления этого пика у нас нет.

Резкое исчезновение теплового сигнала после 200 мкс может быть объяснено двумя возможными механизмами. Во-первых, это может быть связано с образованием паровой пленки на нагревателе. Возможность такого кипения моделировалось в работе [1]. Наличие паровой фазы на нагревателе естественно должно приводить к прекращению теплопередачи от нагревателя к сверхтекучему гелию.

Вторым возможным объяснением может быть экранирование противотока нормальной и сверхтекучей компонент вихревой системой в сверхтекучем гелии, что также должно приводить к резкому уменьшению передачи тепла от нагревателя по волноводу.

В пользу как одного, так и другого механизмов можно приводить множество оценок. Так, например, по моделям работы [1] переход к кипению при  $T = 1,88$  К должен происходить для применяемых в эксперименте плотностях теплового потока за времена  $\sim 10$ –100 мс, в то время как в наших экспериментах времена были существенно меньше (1 мс и меньше). Время развития вихревого клубка в сверхтекучем гелии по оценкам работ [8,9] составляет  $t_{vtx} = a_{vtx}(T)q^{-3/2}$  (где  $a_{vtx}$  — константа зависящая от температуры) таким образом, для  $T = 1,88$  К составляет 1–10 мс. В наших экспериментах переход к нулевой теплопередаче происходит за времена существенно более короткие (0,2 мс).

Ответ на вопрос о приоритетных механизмах экранирования тепловых потоках от нагревателя может дать только эксперимент. Для проверки двух предложенных механизмов мы провели эксперимент с наложением на длинный прямоугольный тепловой импульс ( $U_p = 10$  В,  $\tau = 1000$  мкс) короткого пробного импульса ( $U_p = 5$  В,  $\tau = 10$  мкс) с возможностью запускать его с задержкой от начала основного импульса для возможности тестирования изменения среды вблизи нагревателя.

Совершенно очевидно, что для случая образования паровой пленки на нагревателе добавка нагрева от пробного импульса к общему нагреву не привела бы к изменению состояния пленки, и пробный импульс во времена  $t$  в промежутке между 200 и 1000 мкс просто не регистрировался бы, в то время как при экранировке вихревой системой какой-то ослабленный сигнал пробного импульса может проходить. Измерения показали (рис. 5(a)), что в вышеуказанном временном интервале мы регистрировали прохождения сильно

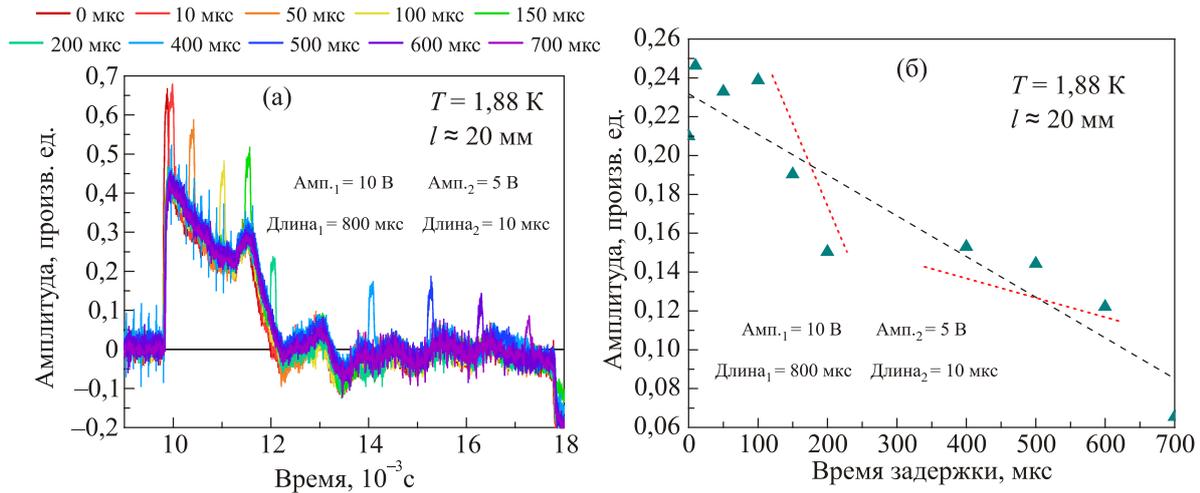


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Экспериментальные записи регистрации прямоугольного импульса ( $\tau = 800$  мкс для разных времен задержки запуска пробного импульса ( $\tau_p = 10$  мкс,  $U_p = V$ ) (а); Зависимость амплитуды пробного импульса от времени задержки (б).

ослабленного сигнала пробного импульса (рис. 5(б)), что свидетельствует в пользу гипотезы об экранировке движения противотока за счет развития вихревой структуры.

Для понимания процессов формирования вихревой структуры, возникающей при приложении длинного теплового импульса к нагревателю, было проведено численное моделирование при аналогичных условиях. Как и было показано, скорость роста плотности вихрей  $L$ , распределение скоростей противотока и изменение температуры вблизи нагревателя сильно зависят от начальной плотности вихревого клубка в объеме волновода.

### Численное моделирование

Численное исследование теплопередачи при импульсном тепловыделении проведено в рамках гидродинамики сверхтекучей турбулентности (ГСТ), которая объединяет «обычную» двухскоростную гидродинамику сверхтекучего гелия и макроскопическую теорию вихревого клубка [10].

Упрощенная система уравнений, в которой оставлены члены до второго порядка малости по отклонениям от равновесных значений, в предположении отсутствия потока массы ( $j = \rho_n V_n + \rho_s V_s = 0$ ), что выполнялось при проведении вышеописанного эксперимента), принимает следующий вид:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \left[ \frac{\rho_{s0}}{\rho} - \frac{\sigma_0}{\sigma_T} \frac{(\rho + \rho_n)}{\rho \rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right] W \frac{\partial T'}{\partial x} + \frac{\rho_{s0}}{\rho} \left[ \frac{\sigma_0}{\sigma_T} + \left( 1 - \frac{\sigma_{TT} \sigma_0}{\sigma_T^2} - \frac{\sigma_0}{\rho_{s0} \sigma_T} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right) T' \right] \frac{\partial W}{\partial x} = - \frac{i \sigma_0 \rho_{s0}}{\rho \sigma_T x} W - \frac{i}{\rho \sigma_T x} \left[ \sigma_T \rho_{s0} - \frac{\sigma_0 \sigma_{TT} \rho_{s0}}{\sigma_T} - \sigma_0 \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right] T' W + \frac{1}{\rho \sigma_T T_0} (\alpha_1 L W^2 + \epsilon_\beta \beta L^2), \quad (1)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \left( \frac{3 \rho_{s0}}{\rho} - \frac{\sigma_0 \rho_s}{\sigma_T \rho \rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right) W \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{\rho}{\rho_n} \left[ \sigma_0 + \left( \sigma_T - \frac{\sigma_0}{\rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right) T' \right] \frac{\partial T}{\partial x} = - \frac{\rho \alpha_1}{\rho_s \rho_n} L W - \frac{\rho \epsilon_\beta \alpha}{\rho_s} L^{3/2} \frac{W}{|W|}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial L}{\partial t} - \frac{\rho_n}{\rho} L \frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\rho_n}{\rho} W \frac{\partial L}{\partial x} = - \frac{i \rho_n W L}{\rho x} + \chi_1 \frac{B \rho_n}{2 \rho} |W| L^{3/2} - \frac{\chi_2 k L^2}{2 \pi}, \quad (3)$$

$$\sigma_T = \partial \sigma / \partial T, \quad \sigma_{TT} = \partial^2 \sigma / \partial T^2, \quad V_L = V_s$$

$$\beta = \kappa \chi_2 / 2 \pi, \quad \epsilon_\beta = \rho_s \kappa^2,$$

$$\alpha = \chi_1 B \rho_n / 2 \rho, \quad \alpha_1 = A \rho_s \rho_n \beta^2 / \alpha,$$

где  $i = 0, 1, 2$  соответствуют плоской, цилиндрической и сферической геометриям. Здесь введены следующие обозначения: удельная энтропия  $\sigma = S/\rho$ , возмущение (отклонение от равновесного значения) температуры жидкости  $T'$ , скорость противотока  $W = V_n - V_s = v_{ns}$ , плотность вихревых нитей  $L$ , скорости нормальной и сверхтекучей компонент  $V_n$  и  $V_s$ , время  $t$ , химический потенциал  $\mu$ , плотность жидкости  $\rho = \rho_n + \rho_s$ , плотности нормальной и сверхтекучей компонент соответственно  $\rho_n$  и  $\rho_s$ , квант циркуляции  $\kappa = h/m_{\text{He}}$ , постоянная Планка  $h$ , масса атома гелия  $m_{\text{He}}$ , коэффициент Холла-Вайнена  $B$ , постоянная Гортера-Меллинка  $A$ , параметры в уравнении Вайнена  $\chi_1, \chi_2$ , скорость вихревого клубка  $V_L$ . В выше полученном приближении учтено, согласно измерениям Вайнена [9] и расчетным данным [11], что средняя скорость вихревого клубка равна скорости сверхтекучей компоненты  $V_L = V_s$ . Полученная система уравнений решалась численно методом распада разрыва [12].

Задача была решена при следующих начальных и краевых условиях: в невозмущенный гелий при заданной температуре от нагревателя, расположенного на одном из торцов длинного канала, подается тепловой поток в виде прямоугольного импульса:

$$T(x) = 0, \quad W(x) = 0, \quad L(x) = L_{\text{фон}} \text{ при } t = 0;$$

$$W = q_P / \rho_S \sigma_0 T_0 \text{ при } x = 0, \quad 0 \leq t \leq \tau,$$

$$W = 0 \text{ при } x = 0, \quad t > \tau,$$

где  $q_P$  — мощность теплового потока,  $L_{\text{фон}}$  — остаточная (фоновая) плотность вихревых нитей,  $\tau$  — длительность импульса,  $x$  — расстояние от нагревателя.

На рис. 6 приведены результаты расчетов при температуре невозмущенной жидкости  $T_\alpha = 1,88$  К для мощности теплового потока  $q_P = 11$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 10^{-3}$  с,  $L_{\text{фон}} = 10^5$  см<sup>-2</sup> и  $L_{\text{фон}} = 5 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup>.

На рис. 6(а) приведены результаты, когда остаточная плотность вихревого клубка распределена вдоль волновода по следующей зависимости:

$$L_{\text{фон}}(x) = 10^5 \left/ \left( 1 + \frac{x}{c_2 \tau} \right)^2 \right. \text{ см}^{-2}, \text{ определяемой диффузией вихрей от нагревателя.}$$

На рис. 6(б) приведено сравнение результатов для двух различных распределений остаточной плотности вихревого клубка вдоль волновода: сплошные линии соответствуют распределению

$$L_{\text{фон}}(x) = 5 \cdot 10^5 \left/ \left( 1 + \frac{x}{c_2 \tau} \right)^2 \right. \text{ см}^{-2}, \text{ пунктирные — } L_{\text{фон}} = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} = \text{const}$$

вдоль всего волновода. Очевидно, что значение остаточной плотности  $L_{\text{фон}}$  сильно влияет на возмущение температуры. Расчеты показали, что плотность вихревого клубка в эксперименте была достаточно большой, так что форма прямоугольного теплового импульса сильно изменилась при достижении болометра. Кроме того, по-видимому, распределение  $L_{\text{фон}}$  вдоль волновода было еще более неоднородно. Известно, что остаточные вихревые петли в основном сосредоточены вдоль стенок, а следовательно, в данном эксперименте вблизи нагревателя. При включении тепловой нагрузки они начинают быстро развиваться, что приводит к ситуации, приведенной на рис. 7. То есть вихревые нити в основном находятся вблизи нагревателя, что приводит к торможению нормального движения (теплового потока). При этом начальная часть теплового импульса успевает пройти через эту систему вихрей (пока она не успела развиться), а последующая часть импульса практически затормаживается ею — возникает пробка из вихрей для нормальной компоненты. При этом вблизи нагревателя резко возрастает плотность вихрей. Это наглядно видно на рис. 7(а).

Таким образом, можно заключить, что ответственным за уменьшение до нуля теплового потока в волноводе является развитие вихревого клубка в первые 200 мкс.

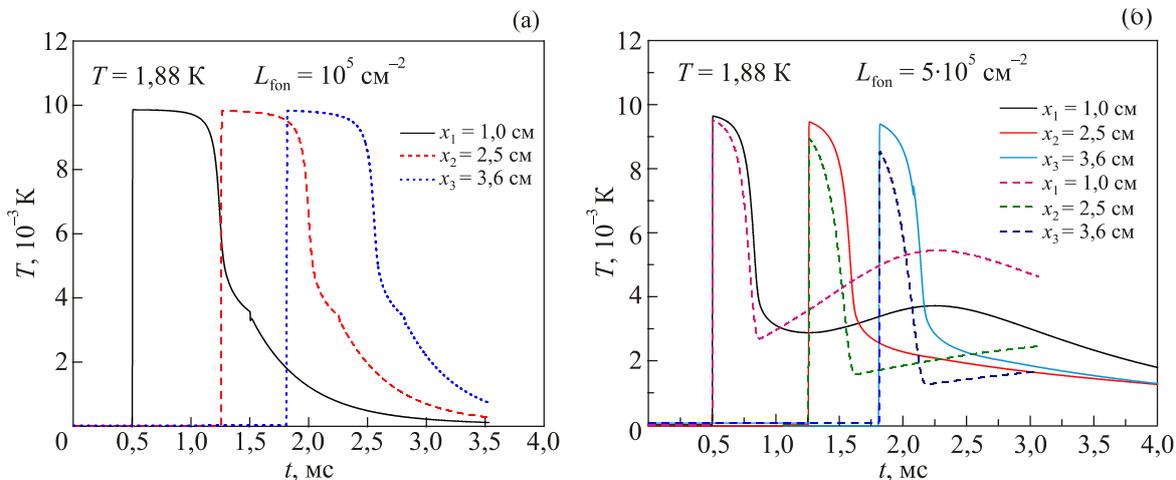


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимость возмущения температуры от времени в различных точках от нагревателя.

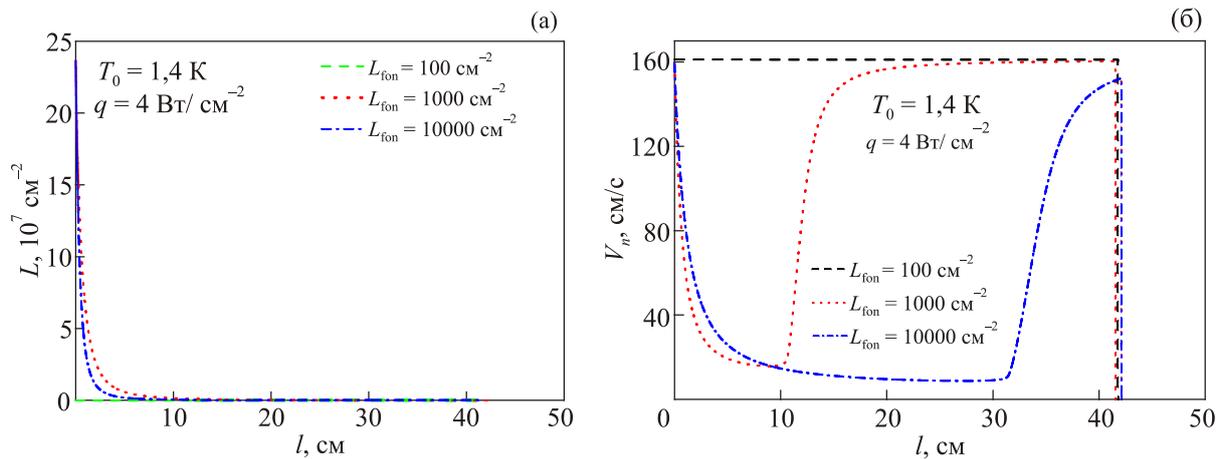


Рис. 7. Распределение плотности вихревого клубка  $L(l)$  (а) и скорости нормальной составляющей  $V_n = |v_{ns}| \rho_s / \rho$  вдоль канала при температуре гелия  $T = 1,4 \text{ K}$  и тепловом потоке  $q = 4 \text{ Вт/см}^2$  для различных значений начальной плотности вихрей в момент времени  $t = 20 \text{ мс}$  (б).

### Заключение

Экспериментальное исследование распространения длинных тепловых импульсов показало, что включение теплового потока в волноводе приводит к быстрой (более сотни мкс) генерации вихревого клубка вблизи нагревателя, что приводит к замедлению противотока нормальной и сверхтекучей компонент и к резкому уменьшению теплопроводности сверхтекучего гелия. Компьютерное моделирование процессов распространения тепловых импульсов в схожих условиях также показало резкое увеличение плотности вихревого клубка вблизи нагревателя, что экранирует течение нормальной компоненты и распространение теплового импульса вдоль волновода.

Экспериментальные исследования были выполнены при поддержке Программы РАН «Нелинейная динамика» в рамках госзадания ИФТТ РАН, расчеты выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-Ф17-117022850027-5) и гранта РФФИ проект №:18-08-00576а.

1. L. Kondaurova and A. Tsoi, *J. Low Temp. Phys.* **187**, 80 (2017).
2. M. Giltrow, M.J. Boylett, N.S. Lawson, H.A. Hammiche, O.J. Griffith, J.K. Wigmore, and V.B. Efimov, *Meas. Sci. Technol.* **14**, 69 (2003).
3. А.Ю. Изнанкин, Л.П. Межов-Деглин, В.П. Минеев, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 217 (1980).
4. V.B. Efimov, G.V. Kolmakov, A.S. Kuliev, and L.P. Mezhev-Deglin, *Fiz. Nizk. Temp.* **24**, 116 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 81 (1998)].
5. В.П. Пешков, *ЖЭТФ* **18**, 857 (1948).

6. M. Blazkova, D. Schmoranzer, L. Skrbek, and W.F. Vinen, *Phys. Rev. B* **79**, 054522 (2009).
7. V.B. Efimov, Deepak Garg, O. Kolosov, and P.V.E. McClintock, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 456 (2010).
8. Л.П. Кондаурова, *Fiz. Nizk. Temp.* **44**, 36 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 29 (2018)].
9. W.F. Vinen, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A* **240**, 114 (1957).
10. С.К. Немировский, В.В. Лебедев, *ЖЭТФ* **84**, 1729 (1983).
11. L. Kondaurova, V. L'vov, A. Pomyalov, and I. Procaccia, *Phys. Rev. B* **89**, 014502 (2014).
12. *Численное решение многомерных задач газовой динамики*, С.К. Годунов (ред.), Наука, Москва (1976).

### Теплопередача при імпульсному нагріві у надплинному гелії

В.Б. Єфімов, А.О. Орлова, Л.П. Кондаурова, А.Г. Горкун

Експериментальне дослідження процесів поширення тривалих (до 1000 мкс) теплових імпульсів показало, що для теплопередачі принциповим є процес формування вихревого поля поблизу нагрівника на характерних розмірах порядку декількох міліметрів, який блокує подальшу протитечію нормальної та надплинної компонент і розвиток турбулентності в усьому об'ємі хвилеводу.

Ключові слова: надплинний гелій, теплопровідність, протитечія нормальної та надплинної компонент.

**Heat transfer under pulsed heating in superfluid helium**

**V.B. Efimov, A.A. Orlova, L.P. Kondaurova,  
and A.G. Gorkun**

An experimental study of the propagation of long-term (up to 1000  $\mu$ s) heat pulses showed that for heat transfer, the for-

mation of a vortex field near the heater on characteristic dimensions of the order of several millimeters is crucial, which blocks further countercurrent of the normal and superfluid components and development of turbulence in the entire waveguide volume.

**Keywords:** superfluid helium, thermal conductivity, backflow of normal and superfluid components, quantum vortices.