

Динамика плотности вихревых линий и тепловых импульсов в сверхтекучем гелии

Л.П. Кондаурова

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирское отделение Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 1, г. Новосибирск, 630090, Россия*

Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, г. Новосибирск, 630090, Россия

Национальный исследовательский университет «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, г. Москва, 111250, Россия

E-mail: lousia@ngs.ru

Статья поступила в редакцию 5 марта 2020 г., опубликована онлайн 24 апреля 2020 г.

Численно в рамках гидродинамики сверхтекучей турбулентности, используя различные уравнения для динамики плотности вихревых линий, изучено распространение интенсивных прямоугольных тепловых импульсов в сверхтекучем гелии. Показано, что экспериментальные данные наиболее адекватно описываются при применении уравнения Вайнена. Используя уравнение Вайнена для описания динамики плотности вихревых линий, изучено влияние фоновой плотности вихревого клубка на динамику импульсов при различных температурах невозмущенной жидкости. Установлено, что высокая фоновая плотность вихревого клубка приводит к значительному изменению формы импульса и перегреву жидкости. При одинаковых значениях плотности подводимого теплового потока к нагревателю и фоновой плотности вихревого клубка температурные возмущения уменьшаются с ростом температуры невозмущенной жидкости. Это связано с изменением термодинамических свойств жидкости и динамики плотности вихревых линий. С ростом температуры увеличение плотности вихревого клубка замедляется, в результате чего возмущения температуры жидкости значительно уменьшаются.

Ключевые слова: тепловые импульсы, волны второго звука, сверхтекучесть, вихревые линии, квантовая турбулентность.

1. Введение

В данной работе численными методами изучена динамика мощных тепловых импульсов в рамках уравнений гидродинамики сверхтекучей турбулентности (ГСТ) при использовании различных модификаций уравнений динамики плотности вихревых линий. Цель проведения данных расчетов — определить, какое из этих уравнений наиболее адекватно описывает экспериментальные данные. После выбора уравнения — исследовать влияние фоновой квантовой турбулентности на динамику прямоугольных импульсов.

Определено время развития вихревого клубка до своего равновесного значения. Проанализированы три уравнения динамики плотности вихревых линий [1], которые в случае однородной гомогенной турбулентности и постоянной скорости противотока принимают один из следующих возможных видов [2–4]:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = \alpha | \mathbf{v}_{ns} | \mathcal{L}^{3/2} - \beta \mathcal{L}^2, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = \alpha_{\text{alt}}^1 | \mathbf{v}_{ns}^2 | \mathcal{L} - \beta \mathcal{L}^2, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = \alpha_{\text{alt}}^2 | \mathbf{v}_{ns}^3 | \mathcal{L}^{1/2} - \beta \mathcal{L}^2. \quad (3)$$

Здесь

$$\frac{\alpha}{\beta} = \left(\frac{\alpha_{\text{alt}}^1}{\beta} \right)^{1/2} = \left(\frac{\alpha_{\text{alt}}^2}{\beta} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

\mathcal{L} — плотность вихревых линий (длина линий в единице объема), $\mathbf{v}_{ns} = \mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s$ — скорость противотока, \mathbf{v}_n — скорость нормальной компоненты жидкости, \mathbf{v}_s — скорость сверхтекучей компоненты жидкости,

$$\alpha = \frac{\chi_1 B \rho_n}{2\rho}, \quad \beta = \chi_2 \kappa,$$

$\rho = \rho_n + \rho_s$ — плотность жидкости, ρ_n, ρ_s — плотности нормальной и сверхтекучей компонент жидкости соответственно, $\kappa = h / m_{\text{He}}$ — квант циркуляции, h — постоянная Планка, m_{He} — масса атома гелия, B — коэффициент Холла–Вайнена, χ_1, χ_2 — параметры в уравнении Вайнена (1).

В работе [1] установлено, что уравнение Вайнена (1) дает значения времени развития вихревого клубка в случае постоянного противотока более корректно, чем альтернативные уравнения (2), (3). Сравнение полученных времен проводилось с экспериментальными данными [5] и с расчетами [6].

В рамках системы уравнений гидродинамики сверхтекучей турбулентности [7], полученных при феноменологическом подходе, найдены зависимости времени вскипания гелия t_{boil} от плотности теплового потока q при использовании альтернативных уравнений динамики плотности вихревого клубка. В отличие от экспериментов, например в [8], в которых наблюдаются различные зависимости времени вскипания от плотности теплового потока $t_{\text{boil}} \propto q^n$, $-4 \leq n \leq -2$, в данном случае получается только степенная зависимость с показателем степени $n = -2$ (см. [1]). Эксперименты [8] объяснены с использованием уравнения для динамики плотности вихревых линий (1) (см. работу [9]).

2. Система уравнений гидродинамики сверхтекучей турбулентности

Для численного исследования использовались уравнения ГСТ [7], в которых были оставлены члены второго порядка малости по отклонению от равновесных значений:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T'}{\partial t} + \left[\frac{\rho_s}{\rho} - \frac{\sigma}{\sigma_T} \frac{(\rho + \rho_n)}{\rho \rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right] \mathbf{v}_{ns} \frac{\partial T'}{\partial x} + \\ & + \frac{\rho_s}{\rho} \left[\frac{\sigma}{\sigma_T} + \left(1 - \frac{\sigma_{TT} \sigma}{\sigma_T^2} - \frac{\sigma}{\rho_s \sigma_T} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right) T' \right] \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial x} = \\ & = - \frac{i \sigma \rho_s}{\rho \sigma_T x} \mathbf{v}_{ns} - \frac{i}{\rho \sigma_T x} \left[\sigma_T \rho_s - \frac{\sigma \sigma_{TT} \rho_s}{\sigma_T} - \sigma \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right] T' \mathbf{v}_{ns} + \\ & + \frac{1}{\rho \sigma_T T} (\alpha_1 \mathcal{L} \mathbf{v}_{ns}^2 + \varepsilon \beta \mathcal{L}^2), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial t} + \left(\frac{3 \rho_s}{\rho} - \frac{\sigma \rho_s}{\sigma_T \rho \rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right) \mathbf{v}_{ns} \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial x} + \\ & + \frac{\rho}{\rho_n} \left[\sigma + \left(\sigma_T - \frac{\sigma}{\rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \right) T' \right] \frac{\partial T}{\partial x} = \\ & = - \frac{\rho \alpha_1}{\rho_s \rho_n} \mathcal{L} \mathbf{v}_{ns} - \frac{\rho \varepsilon \beta \alpha}{\rho_s} \mathcal{L}^{3/2} \frac{\mathbf{v}_{ns}}{|\mathbf{v}_{ns}|}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathcal{L} \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial x} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{v}_{ns} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = \\ & = - \frac{i \rho_n \mathbf{v}_{ns} \mathcal{L}}{\rho x} + \chi_1 \frac{B \rho_n}{2 \rho} \mathbf{v}_{ns} \mathcal{L}^{3/2} - \frac{\chi_2 \kappa \mathcal{L}^2}{2 \pi}. \end{aligned} \quad (7)$$

При получении этой системы уравнений использовались известные соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma(p, T, \mathbf{v}_{ns}) &= \sigma(p, T) + 1/2 \mathbf{v}_{ns}^2 \partial(\rho_n / \rho) / \partial T, \\ d\mu &= -\sigma dT + dp / \rho - (\rho_n / \rho) \mathbf{v}_{ns} d\mathbf{v}_{ns}. \end{aligned}$$

Данная система уравнений получена в предположении об отсутствии потока массы ($\mathbf{j} = \rho_n \mathbf{v}_n + \rho_s \mathbf{v}_s = 0$), которое выполнялось при проведении большинства экспериментов. В этих уравнениях использованы следующие обозначения: $\mathbf{j} = \rho_n \mathbf{v}_n + \rho_s \mathbf{v}_s$; $\beta = \kappa \chi_2 / 2\pi$; $\varepsilon \beta = \rho_s \kappa^2$; $\alpha_1 = A \rho_s \rho_n \beta^2 / \alpha^2$; $A = \chi_1^2 \pi B^3 \rho_n^2 m_{\text{He}} / (6 \chi_2^2 \rho^3 h)$; A — постоянная Гортера–Меллинка, σ — энтропия на единицу массы; μ — химический потенциал; $\sigma_T = \partial \sigma / \partial T$, $\sigma_{TT} = \partial^2 \sigma / \partial T^2$; T' — возмущение температуры; $i = 0, 1, 2$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической геометрий нагревателя при исследовании одномерных случаев. В уравнении (7) учтено, согласно измерениям Вайнена [5] и полученным результатам в работе [6], что дрейфовая скорость вихревого клубка мала, т.е. средняя скорость вихревых линий близка к скорости жидкости: $\mathbf{v}_L = \mathbf{v}_s$. Система уравнений (5)–(7) численно решалась методом распада разрыва [11], второго порядка точности.

Для того чтобы сделать окончательный вывод, какое из уравнений (1)–(3) наиболее адекватно описывает экспериментальные данные, используем эту систему уравнений, заменив уравнение (7) на альтернативные уравнения динамики плотности вихревых линий (2), (3), придав $\mathcal{L}(t)$ полевой смысл (см. уравнение (7)):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathcal{L} \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial x} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{v}_{ns} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = \\ & = - \frac{i \rho_n \mathbf{v}_{ns} \mathcal{L}}{\rho x} + \alpha_{\text{alt}}^1 |\mathbf{v}_{ns}^2| \mathcal{L} - \beta \mathcal{L}^2, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathcal{L} \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial x} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{v}_{ns} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = \\ & = - \frac{i \rho_n \mathbf{v}_{ns} \mathcal{L}}{\rho x} + \alpha_{\text{alt}}^2 |\mathbf{v}_{ns}^3| \mathcal{L}^{1/2} - \beta \mathcal{L}^2. \end{aligned} \quad (9)$$

3. Динамика мощных тепловых импульсов

3.1. Плоский нагреватель

Задача решена при следующих начальных и граничных условиях: с одного торца длинного канала, заполненного невозмущенным гелием, подается тепловой

импульс прямоугольной формы, что соответствует условиям эксперимента [10]:

$$\begin{aligned} T'(x) &= 0, \quad v_{ns}(x) = 0 \quad \text{при } t = 0; \\ v_{ns} &= q / \rho_s \sigma_0 T \quad \text{при } x = 0, \quad 0 \leq t \leq t_H; \\ v_{ns} &= 0 \quad \text{при } x = 0, \quad t > t_H, \end{aligned}$$

где q — мощность теплового потока, t_H — длительность импульса, x — расстояние от нагревателя. Расчеты были проведены при температуре невозмущенной жидкости $T = 1,4$ К, значениях мощности теплового потока $q = 5$ и 6 Вт/см².

В эксперименте [10] тепловые импульсы запускались в периодическом режиме. Результаты представлены, когда уже зависимость возмущения температуры от времени в точках, расположенных на некотором расстоянии от нагревателя, повторялась с приходом нового следующего импульса. Однозначно можно сказать, что в жидкости развивалась и устанавливалась некоторая фоновая плотность вихревого клубка (ПВК). Величина плотности в данном эксперименте не измерялась. Опытным путем было подобрано значение этой фоновой плотности таким образом, чтобы расчетное значение возмущения температуры жидкости на переднем фронте импульса, пришедшего в точку, расположенную на расстоянии 1 мм от нагревателя, совпадало с экспериментальным значением температуры при использовании уравнения для плотности вихревого клубка (7). Затем были проведены расчеты с использованием уравнений (8) и (9). Полученные результаты отличались не только количественно, но и качественно. После чего была проведена серия расчетов при изменении фоновых значений ПВК в сторону уменьшения. На рис. 1 приведена зависимость температуры от времени на расстоянии $d = 1$ мм от нагревателя при различных фоновых значениях плотности вихревого клубка.

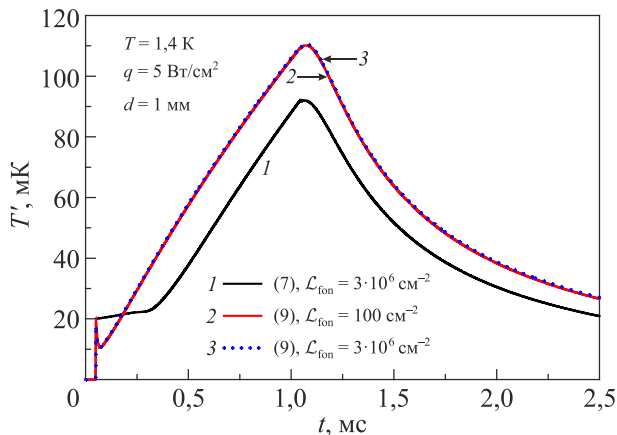


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Зависимости температуры от времени при различных значениях остаточной плотности вихревых линий в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя. Температура невозмущенной жидкости $T = 1,4$ К, мощность теплового потока $q = 5$ Вт/см².

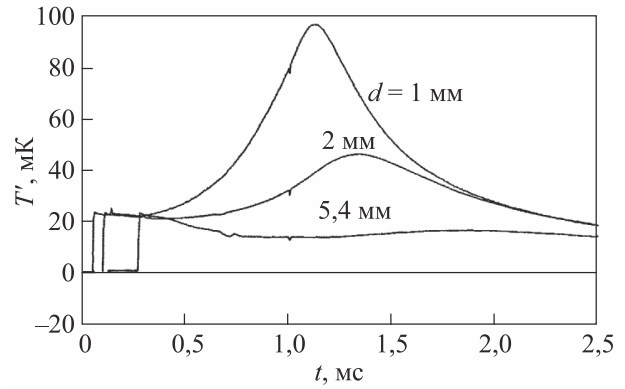


Рис. 2. Экспериментальные данные [10]. Зависимости температуры вблизи нагревателя от времени при температуре невозмущенной жидкости $T = 1,4$ К, мощности теплового потока $q = 5$ Вт/см².

Как можно видеть, при использовании уравнения (9) не наблюдается влияние фоновой ПВК на изменение возмущения температуры (обе кривые практически совпали). Изменения заметны только в значении возмущения температуры на переднем фронте пришедшего импульса: чем выше фоновая плотность вихревого клубка, тем ниже значение возмущения температуры, т.е. вихревой клубок «блокирует» распространение теплового потока. Очевидно, что зависимости, полученные при использовании уравнений (7) и (9), отличаются друг от друга как качественно, так и количественно. Зависимость, полученная при использовании уравнения (8), не приведена на рисунке, т.к. она практически совпадает с зависимостью, полученной при использовании уравнения (9). На рис. 2 приведены экспериментальные данные работы [10]. Очевидно, что при использовании уравнения Вайнена (7) расчетные кривые адекватно описывают экспериментальные данные (см. также рис. 3). При значении мощности теплового потока $q = 6$ Вт/см² наблюдается аналогичная картина.

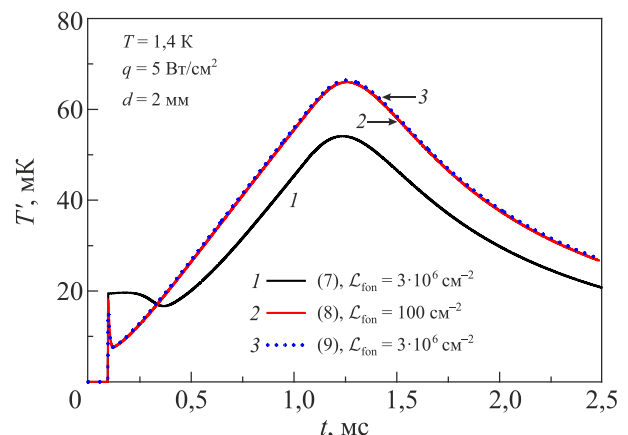


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимости температуры от времени при различных значениях остаточной плотности вихревых линий в точке, расположенной на расстоянии 2 мм от нагревателя. Температура невозмущенной жидкости $T = 1,4$ К, мощность теплового потока $q = 5$ Вт/см².

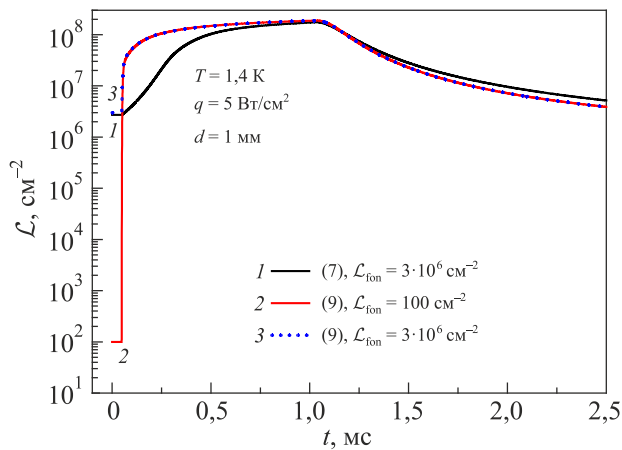


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Рост плотности вихревого клубка.

На рис. 4 приведены изменения плотности вихревого клубка от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя. Как можно видеть, при использовании уравнения (9) плотность очень быстро нарастает со временем (практически мгновенно) несмотря на изменение ПВК в $3 \cdot 10^4$ раз!

Таким образом, для проведения дальнейших численных исследований процессов теплопередачи в сверхтекучем гелии, очевидно, следует использовать уравнение Вайнена (7).

3.2. Цилиндрический нагреватель

Определившись в выборе уравнения динамики плотности вихревого клубка, рассмотрим распространение импульсов второго звука, когда нагреватель имеет форму цилиндра. Нагреватель радиусом 2,5 мм погружен в невозмущенную жидкость. На нагреватель подается тепловой импульс прямоугольной формы, что соответствует условиям проведения эксперимента [10]. Определим степень влияния фоновой плотности вихревого клубка на динамику интенсивных тепловых импульсов и как изменяется динамика импульсов с изменением температуры невозмущенной жидкости, когда на нагреватель подается определенная мощность теплового потока, при этом фоновая плотность вихревого клубка не изменяется.

Для исследования влияния фоновой плотности вихревого клубка $\mathcal{L}_{\text{фон}}$ расчеты проведены для температуры невозмущенной жидкости $T = 1,4 \text{ K}$, плотности теплового потока $q = 6 \text{ Вт/см}^2$, длительности импульса $\tau = 10^{-3} \text{ с}$. Значения $\mathcal{L}_{\text{фон}}$ изменялись от 10^2 до 10^7 см^2 . На рис. 5 приведены зависимости возмущения температуры от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя.

При значениях $\mathcal{L}_{\text{фон}} < 10^5 \text{ см}^2$ временная зависимость возмущения температуры практически не изменяется, поэтому остальные кривые не приведены на данном рисунке. Обратим внимание, что наблюдаются

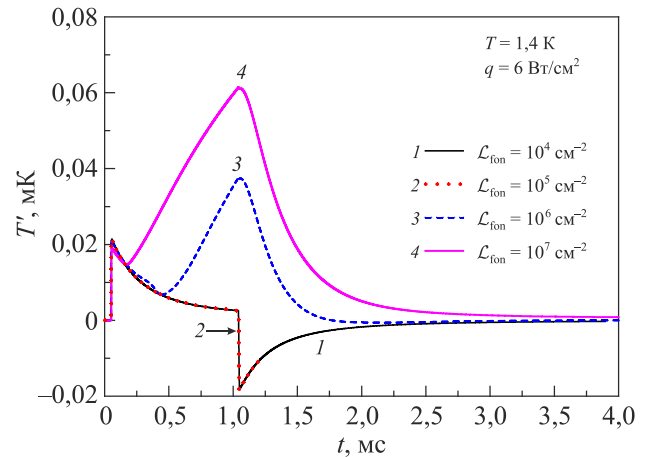


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимости возмущения температуры от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя, при температуре невозмущенной жидкости $T = 1,4 \text{ K}$ при различных значениях плотности вихревого клубка.

как положительные, так и отрицательные возмущения температуры. Отрицательные возмущения температуры наблюдаются после выключения нагревателя. Направление теплового потока $q = \rho\sigma T |\mathbf{v}_{ns}|$ определяется знаком относительной скорости $\mathbf{v}_{ns} = \mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s$. На рис. 6 приведена зависимость относительной скорости от времени.

Как можно видеть, относительная скорость меняет знак. Это означает, что тепловой поток направлен к нагревателю. Изменение направления теплового потока приводит к появлению отрицательного возмущения температуры. Отметим, что чем больше значения фоновой плотности, тем больше значения возмущения температуры. Это необходимо учитывать при охлаждении элементов устройств.

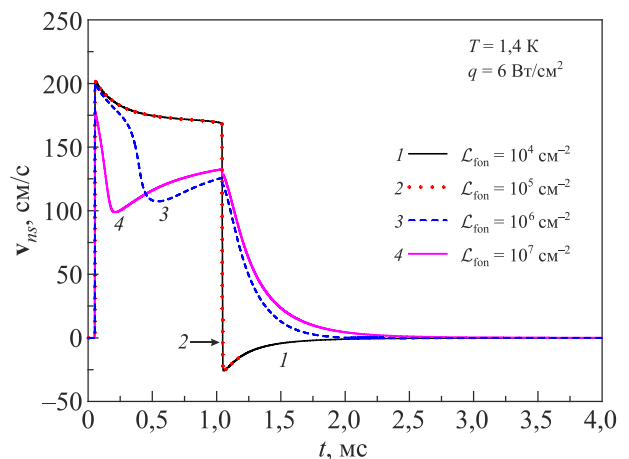


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимости скорости противотока от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя, при температуре невозмущенной жидкости $T = 1,4 \text{ K}$ при различных значениях плотности вихревого клубка.

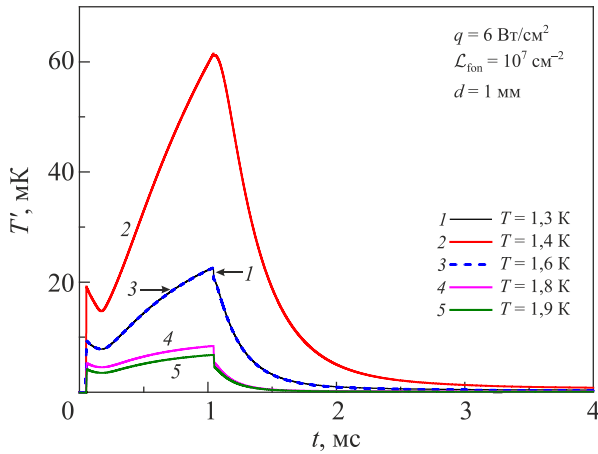


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Зависимости возмущения температуры от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя, при различных значениях температуры невозмущенной жидкости.

Для полного понимания влияния фоновой плотности вихревого клубка на динамику тепловых импульсов проведены расчеты при различных температурах. На рис. 7 приведены полученные расчетные данные для плотности теплового потока $q = 6 \text{ Вт/см}^2$, длительности импульса $\tau = 10^{-3} \text{ с}$, значения $\mathcal{L}_{\text{fon}} = 10^7 \text{ см}^{-2}$. Заметим, что при одной и той же плотности теплового потока, подаваемого на нагреватель, и фоновой ПВК, наблюдаемые температурные возмущения и скорости противотока тем меньше, чем выше температура невозмущенной жидкости (см. рис. 7, 8).

Это связано с несколькими причинами: изменением термодинамических свойств жидкости, изменением ди-

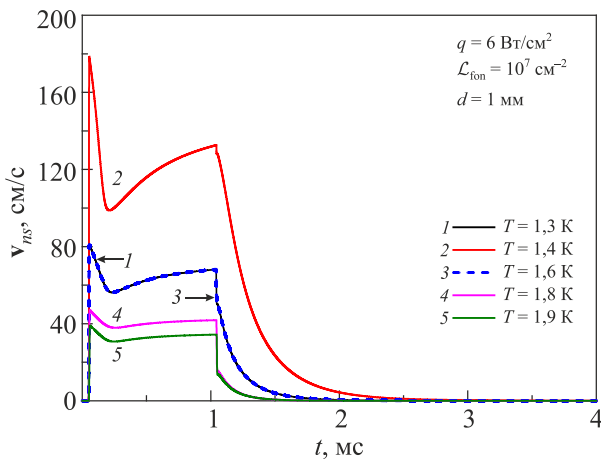


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Зависимости скорости противотока от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя, при различных значениях температуры невозмущенной жидкости.

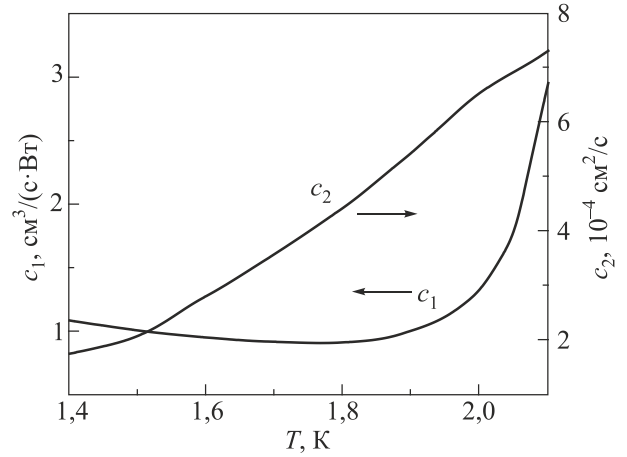


Рис. 9. Зависимости коэффициентов c_1 и c_2 от температуры. График взят из работы [9].

намики плотности вихревых линий. Согласно уравнению Вайнена:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathcal{L} \frac{\partial v_{ns}}{\partial x} - \frac{\rho_n}{\rho} v_{ns} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = - \frac{i \rho_n v_{ns} \mathcal{L}}{\rho x} + c_1 q \mathcal{L}^{3/2} - c_2 \mathcal{L}^2, \quad (10)$$

где $c_1 = \chi_1 B \rho_n / (2 \rho \rho_s \sigma_0 T)$ и $c_2 = \chi_2 \kappa / 2\pi$. Зависимости коэффициентов c_1 и c_2 от температуры приведены на рис. 9: коэффициент c_1 уменьшается, а коэффициент c_2 увеличивается с ростом температуры. В результате рост плотности вихревого клубка замедляется с возрастанием температуры (см. рис. 10).

Таким образом, значение фоновой плотности вихревого клубка в значительной степени изменяет форму теплового импульса. При значительной фоновой плотности вихревого клубка тепловой импульс может привести к

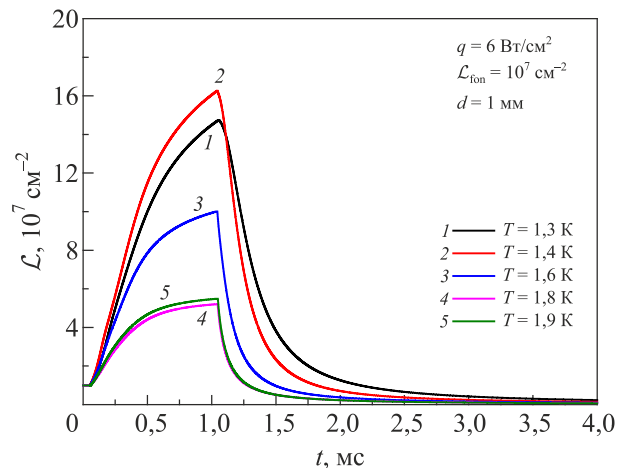


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Зависимости плотности вихревого клубка от времени в точке, расположенной на расстоянии 1 мм от нагревателя, при различных значениях температуры невозмущенной жидкости.

перегреву жидкости. С возрастанием температуры невозмущенной жидкости эти факторы уменьшаются, что связано с изменением термодинамических свойств жидкости, изменением динамики плотности вихревых линий.

4. Заключение

В рамках гидродинамики сверхтекучей турбулентности проведено численное исследование динамики интенсивных тепловых импульсов в сверхтекучем гелии. При расчетах использовались уравнения для динамики плотности вихревого клубка (7) – (9). Установлено, что при применении уравнения (7) расчетные данные наиболее адекватно описывают экспериментальные данные [10]. Сделан вывод, что для проведения численных исследований процессов теплопередачи в сверхтекучем гелии необходимо использовать уравнение Вайнена (7).

Проведено исследование влияния фоновой плотности вихревого клубка и температуры невозмущенного гелия на динамику прямоугольных импульсов. Показано, что значение фоновой плотности вихревого клубка в значительной степени изменяет форму теплового импульса, что может привести к перегреву жидкости. С возрастанием температуры невозмущенной жидкости при одинаковых значениях подаваемой плотности теплового потока на нагреватель и фоновой плотности вихревого клубка перегревы уменьшаются. Это связано с изменением динамики плотности вихревого клубка, а также с изменением термодинамических свойств жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00321).

1. Л.П. Кондаурова, *ФНТ* **44**, 36 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 29 (2018)].
2. W.F. Vinen, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 128 (1957); *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **242**, 493 (1957).
3. K.W. Schwarz, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 551 (1977); *Phys. Rev. B* **18**, 245 (1978); *Phys. Rev. Lett.* **49**, 283 (1982); *Phys. Rev. B* **38**, 2398 (1988).
4. D. Khomenko, L. Kondaurova, V.S. L'vov, P. Mishra, A. Pomyalov, and I. Procaccia, *Phys. Rev. B* **91**, 180504 (2015).
5. W.F. Vinen, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 114 (1957).
6. L. Kondaurova, V. L'vov, A. Pomyalov, and I. Procaccia, *Phys. Rev. B* **89**, 014502 (2014).
7. S. Nemirovskii and V. Lebedev, *Sov. Phys. JETP* **4**, 1729 (1983); *J. Low Temp. Phys.* **113**, 591 (1998).
8. Ruzhu Wang, *Adv. Cryog. Eng.* **41**, 233 (1996).
9. Luiza Kondaurova, Victor Efimov, and Alexey Tsoi, *J. Low Temp. Phys.* **187**, 80 (2017).
10. W. Fiszdon, M. v. Schwerdtner, G. Stamm, and W. Poppe, *J. Fluid Mech.* **212**, 663 (1990).
11. Численное решение многомерных задач газовой динамики, С.К. Годунов (ред.), Москва, Наука (1976).
12. R.P. Feynman, *Progress in Low Temperature Physics*, C.J. Gorter (ed.), North-Holland, Amsterdam (1955), Vol. 1.

Динаміка щільності вихрових ліній та теплових імпульсів у надплинному гелії

Л.П. Кондаурова

Чисельно в рамках гідродинаміки надплинної турбулентності, використовуючи різні рівняння для динаміки щільності вихрових ліній, вивчено поширення інтенсивних прямокутних теплових імпульсів у надплинному гелії. Показано, що експериментальні дані описано більш правильно за допомогою рівняння Вайєна. Використовуючи рівняння Вайєна для опису динаміки щільності вихрових ліній, вивчено вплив фонові щільності вихревого клубка на динаміку імпульсів при різних температурах незбуреної рідини. Встановлено, що висока щільність фонові вихревого клубка призводить до значної зміни форми імпульсу та перегріву рідини. При однакових значеннях поданої щільності теплового потоку до нагрівача та фонові щільності вихревого клубка температурні збурення зменшуються зі збільшенням температури незбуреної рідини. Це пов'язано зі зміною термодинамічних властивостей рідини та динаміки щільності вихрових ліній. З підвищенням температури щільність вихревого клубка збільшується помітно повільніше, і внаслідок цього збурення температури рідини значно знижуються.

Ключові слова: теплові імпульси, хвилі другого звуку, надплинність, вихрові лінії, квантова турбулентність.

Dynamics of the density of vortex lines and thermal pulses in superfluid helium

L.P. Kondaurova

Numerically, in the framework of the hydrodynamics of superfluid turbulence, using various equations for the dynamics of the density of vortex lines, we study the propagation of intense rectangular thermal pulses in superfluid helium. It is shown that experimental data are more correctly described when the Vinen equation is applied. Using the Vinen equation to describe the dynamics of the density of vortex lines, we studied the effect of the background density of the vortex tangle on the dynamics of the pulses at different temperatures of the unperturbed fluid. It was established that the high background density of the vortex tangle leads to a significant change in the shape of the pulse and overheating of the liquid. At the same values of the supplied heat flux density to the heater and the background density of the vortex tangle, temperature perturbations decrease with increasing temperature of the unperturbed liquid. This is due to a change in the thermodynamic properties of the fluid and the dynamics of the vortex lines density. As the temperature increases, the density of the vortex tangle increases noticeably slower, and as a result of this the perturbations of the liquid temperature decrease significantly.

Keywords: thermal pulses, waves of the second sound, superfluidity, vortex lines, quantum turbulence.