

Диссипация энергии после однократной реконнекции вихрей в He II при различных температурах

В.А. Андрющенко, Л.П. Кондаурова

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
пр. ак. Лаврентьева, 1, г. Новосибирск, 630090, Россия*

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

E-mail: louis@ngs.ru

Статья поступила в редакцию 3 июня 2019 г., опубликована онлайн 26 июня 2019 г.

Исследована динамика вихревых петель от момента реконнекции до их коллапса. Численные исследования проведены в рамках модели вихревой нити при различных температурах и для различных начальных данных. Показано, что при отличных от нуля температурах после момента реконнекции, т.е. в присутствии больших возмущений, наблюдается повышенная скорость диссипации полной кинетической энергии, обусловленная силой взаимного трения. Характер диссипации имеет универсальную форму при всех температурах и начальных условиях. Мощность диссипации растет с увеличением температуры. Значение модуля вихревого импульса затухает линейно, начиная с момента реконнекции, и также имеет универсальную форму. Вблизи абсолютного нуля при выбранном пространственном разрешении не наблюдается каскад волн Кельвина, по-видимому, это происходит на меньших масштабах. Получены временные зависимости длины вихревых петель, средней кривизны, минимального расстояния между возмущениями.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, вихревые нити, коллапс, метод вихревой нити, уравнение Био-Савара, диссипация энергии.

1. Введение

В последние годы активно как теоретически, так и экспериментально изучается распад сверхтекучей турбулентности при конечных температурах и вблизи абсолютного нуля. В классической жидкости при больших числах Рейнольдса существует инерционный интервал, в котором наблюдается колмогоровский энергетический спектр. В сверхтекучем гелии при наличии противотока существование интервала, в котором потоки энергии происходят без диссипации, в принципе, невозможно, поскольку накачка энергии и ее диссипация происходят на одних и тех же масштабах. При отсутствии противотока возможно существование подобного инерционного интервала. Это возможно в двух случаях. В первом случае оба движения, как нормальное, так и сверхтекучее, происходят совместно. Тогда в нормальной компоненте жидкости при больших числах Рейнольдса возможно существование каскада Ричардсона и колмогоровского энергетического спектра, как и в классической жидкости. В другом случае отсутствия противотока жидкость находится при температурах, близких к абсолютному нулю, где нормальная компонента жидкости практически отсутствует. Основным

механизмом распада сверхтекучей турбулентности на малых масштабах считается каскад волн Кельвина, напоминающий каскад Ричардсона [1–4]. Экспериментальных доказательств этому на сегодняшний день не существует. На больших масштабах существуют другие механизмы распада вихревого клубка. В теоретических работах [5–7] показано, что распад пространственно локализованного клубка обусловлен диффузией вихревого клубка и баллистическим испарением петель, что подтверждается и экспериментами [8–12].

Что касается распада квантовой турбулентности при конечных температурах, то считается, что на ранних временах свободного распада квантовой турбулентности основной механизм диссипации энергии — сила взаимного трения (см., например, [13]). На более поздних временах, когда вихревой клубок становится достаточно разреженным, в экспериментах наблюдается квазиклассическое поведение распада вихревого клубка [14–17]. Для подтверждения того, что классическая теория Колмогорова может описать квантовую турбулентность, сделано предположение, что величина пространственно усредненной завихренности пропорциональна произведению длины вихревых нитей на квант циркуляции, а это означает, что вихревой клубок дол-

жен быть сильно поляризованным (см., например, работы [14–20]). Считается, что гидродинамический каскад, напоминающий каскад Ричардсона в классической турбулентности, будет эффективен до шкал длины порядка межвихревого расстояния [5,16]. Существование такого сильно поляризованного клубка — вопрос спорный. Расчеты, проведенные различными группами, показали, что в плоскости, перпендикулярной направлению противотока, вихревые нити распределены хаотично и только в направлении противотока клубок частично поляризован (см., например, [22–24]), что также подтверждается экспериментом [25]. В работах [26,27] показано, что сильно поляризованный вихревой клубок из-за действия силы взаимного трения распадается в хаотически распределенные по пространству вихревые петли.

Реконнекции — очень важные события, которые играют одну из главных ролей в этих процессах. Как было показано нами в работе [28], при реконнекции двух петель в зависимости от начальных условий возникают малые петли, которые быстро движутся, а затем схлопываются. Максимальное количество таких петель образуется, когда в начальный момент времени угол между плоскостями, в которых расположены вихревые кольца, близок к нулю или $\pi/2$. Появление дополнительных петель наблюдалось и в работе [29]. Во всех случаях после момента реконнекции возникали возмущения вдоль вихревой линии, которые также наблюдались в расчетах [30] и в эксперименте [31].

Описанные выше возможные механизмы распада квантовой турбулентности побудили нас исследовать динамику образовавшейся вихревой петли после реконнекции до ее коллапса при различных начальных условиях и различных значениях температуры. При этом исследовать, как в зависимости от времени изменяется длина вихревой петли, средняя кривизна, минимальное расстояние между возмущениями, а также полная кинетическая энергия жидкости и рассеиваемая мощность энергии при трении вихревой петли о нормальную компоненту сверхтекучего гелия и гидродинамический импульс (импульс Ламба). На основе полученных данных попытаться определить причину диссипации энергии. Поскольку расчеты проводились в рамках метода вихревой нити, проведенные исследования касаются динамики физических параметров на масштабах больших радиуса ядра вихря.

2. Уравнение динамики и расчетные физические параметры

Уравнение динамики вихревой нити. Вихревые кольца в сверхтекучем гелии имеют очень маленький, порядка нескольких межатомных расстояний, размер ядра по сравнению с радиусом колец, что позволяет пренебречь динамикой, связанной с ядром, что и является основой метода вихревой нити. Циркуляция скорости

является квантованной, а это означает, что не может быть постепенного затухания завихренности при их движении. Таким образом, вихревые кольца — устойчивые объекты [32]. В настоящей работе вычисления проводятся в рамках этого метода. Скорость точки вихревой нити определяется локальной скоростью жидкости и скоростью, индуцированной всеми вихрями, которая находится из уравнения Био-Савара:

$$\mathbf{V}_B = \frac{\kappa}{4\pi} \int_L \frac{(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}) \times d\mathbf{s}_1}{|\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}|^3},$$

где \mathbf{s} , \mathbf{s}_1 — радиусы-векторы точек на вихревой нити, κ — квант циркуляции, интегрирование ведется по всей конфигурации вихревых нитей. В случае покоящейся жидкости уравнение динамики для вихревой точки принимает следующий вид:

$$\mathbf{V}_L = \mathbf{V}_B - \alpha \mathbf{s}' \times \mathbf{V}_B + \alpha' \mathbf{s}' \times [\mathbf{s}' \times \mathbf{V}_B],$$

где α , α' — зависящие от температуры коэффициенты трения, \mathbf{s}' — производная радиуса-вектора по параметру ξ (в нашем случае параметром ξ является длина дуги) или касательный единичный вектор. Для интегрирования уравнений движения по времени использована схема Рунге–Кутты 4-го порядка точности. Более подробно некоторые детали использованной математической модели и особенности ее численной реализации описаны в работе [23].

Длина нити, средний радиус кривизны, минимальное расстояние между возмущениями. Длина нити l определялась в виде суммы длин всех вихревых сегментов. Средний радиус кривизны R определялся следующим образом:

$$R = \frac{1}{l} \oint |\mathbf{s}' \times \mathbf{s}''|^{-1} d\xi. \quad (1)$$

Для определения минимального расстояния между возмущениями вся вихревая структура разделена на восемь равных по длине участков. Далее для всех участков i определялось минимальное расстояние между точками, принадлежащими участку i и $i + 4$. Минимальное расстояние между парами участков принималось за минимальное расстояние между возмущениями.

Полная кинетическая энергия жидкости. Значения полной кинетической энергии жидкости находятся с использованием распределения завихренности [33]:

$$E = \rho_s \kappa \oint (\mathbf{V}_B \cdot [\mathbf{s} \times \mathbf{s}']) d\xi. \quad (2)$$

Мощность диссипации энергии, обусловленная силой взаимного трения. Сила взаимного трения, действующая на единицу длины нити, в рассматриваемом нами случае определяется следующим выражением:

$$\mathbf{f}_{mf} = \rho_s \kappa [\alpha \mathbf{s}' \times \mathbf{s}' \times \mathbf{V}_B + \alpha' \mathbf{s}' \times \mathbf{V}_B].$$

Мощность диссипации энергии, обусловленная этой силой, определялась значением следующего интеграла:

$$P_{mf} = \oint (\mathbf{V}_L \cdot \mathbf{f}_{mf}) d\xi. \quad (3)$$

Вихревой импульс. Полный импульс сверхтекучего движения, связанного с присутствием в ней вихревых нитей, имеет вид

$$\mathbf{P} = \rho_s \int \mathbf{V}_s dV,$$

где \mathbf{V}_s — скорость, наведенная вихревой системой, интегрирование ведется по всему полю сверхтекучей скорости, вызванной вихрями. Этот интеграл расходится как вблизи вихревой нити, так и вдали от нее. Известно, что в этом случае результирующий импульс жидкости определяют поля течения, т.е. «результирующую величину распределенного импульса, который должен быть приложен к ограниченной области жидкости, чтобы вызвать заданное движение из состояния покоя» [33]. Импульс, определенный таким образом, называют вихревым импульсом, или импульсом Ламба. В случае квантованных вихревых нитей вихревой импульс определяется следующим уравнением:

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2} \rho_s \kappa \oint \mathbf{s} \times \mathbf{s}' d\xi. \quad (4)$$

Аналитическое исследование динамики импульса Ламба проведено в работе [34].

3. Результаты расчетов

Изучалась динамика вихревых петель после реконнекции на временах, сопоставимых со временем коллапса (временем превращения вихря в тепловое возбуждение под действием силы трения о нормальную компоненту). Ранее динамика вихревых петель после момента реконнекции исследовалась нами в работе [28]. Результаты получены при различных температурах ($T = 0; 1,3; 1,6; 1,9$ К) и для разных начальных данных: выбирались два кольца одинакового диаметра, лежащие в плоскостях, расположенных под углами β , равными 0; 30;

45; 60 и 90 градусов относительно друг друга. Начальные радиусы вихревых колец варьировались от 10^{-7} до 10^{-5} м. Начальное расстояние между центрами вихревых колец варьировалось от 2,1 до 2,5 начальных радиусов вихревых колец. Векторы циркуляции вихревых колец выбирались сонаправленными (подробности см. в работе [35]). Основная цель работы [28] — исследование динамики вихревых петель непосредственно после момента реконнектирования, т.е. на временах много меньших времени коллапса петли. Кроме того, заключения и выводы основывались, главным образом, на полученных зависимостях минимального расстояния между возмущениями от времени, а также визуальном анализе вихревых конфигураций. Основным выводом работы заключался в том, что для динамики вихревых петель после осуществления реконнекции существенным является относительное расположение плоскостей петель и близлежащих элементов вихревых нитей непосредственно до момента реконнекции, так как они определяют количество и размеры образованных петель, а также амплитуду возникающих возмущений. Другим существенным фактором, влияющим на динамику вихрей, является сила трения между петлями и нормальной компонентой сверхтекучего гелия, определяющая скорости релаксации возникших возмущений и изменения размера петель.

В настоящей работе продолжено исследование динамики описанных выше петель до их коллапса, изменение со временем длины и средней кривизны, полной кинетической энергии жидкости, мощности диссипации энергии, обусловленной силой взаимного трения, вихревого импульса.

3.1. Динамика вихревых петель, длина нитей, средний радиус кривизны, минимальное расстояние между возмущениями

В результате реконнекции из двух вихревых петель образуется одна большая, существенно деформированная петля. При определенных углах между начальными плоскостями петель образуются несколько дополнительных петель существенно меньшего размера, которые быстро коллапсируют из-за силы трения, внося малый

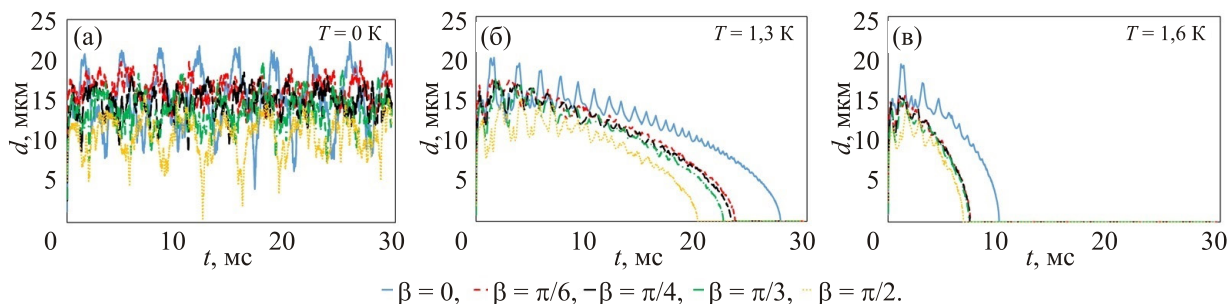


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Минимальное расстояние между возмущениями при различных углах между начальными плоскостями петель и температурах. Здесь и далее соответствующие углы и температуры отмечены на легендах графика.

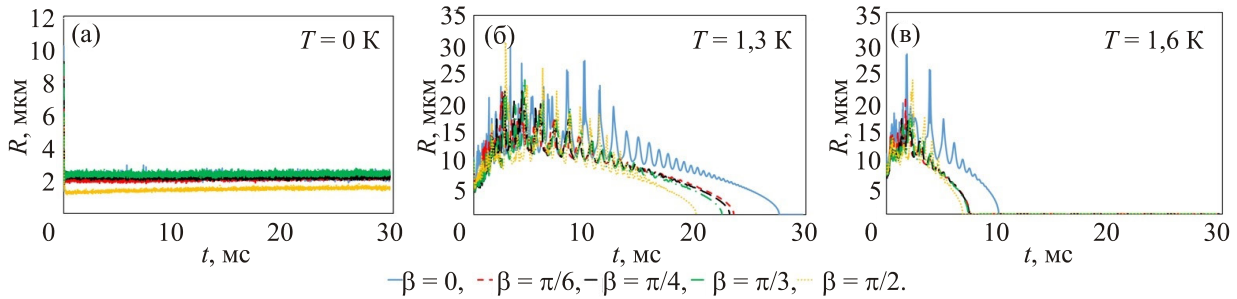


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Средний радиус кривизны вихревых конфигураций при различных углах между начальными плоскостями петель и температурах.

вклад в общую динамику вихревой конфигурации после реконнекции. При всех рассмотренных начальных условиях и температурах возникающие при реконнекции возмущения распространяются по крупной образованной петле. Указанный процесс проиллюстрирован с помощью зависимости от времени минимального расстояния между возмущениями (рис. 1) и среднего радиуса кривизны вихревой петли (рис. 2).

При нулевой температуре волновые возмущения, распространяющиеся по вихревой петле, образуют периодическую структуру (рис. 1(а)), что связано как с вовлечением в дополнительное движение новых точек петли, так и ее деформацией. Однако при этом средний радиус кривизны и длина вихревой петли не изменяются (см., рис. 2(а), 3(а)), что свидетельствует именно о движении образованных возмущений с сохранением их структуры. Отметим, что небольшое уменьшение длины при угле между начальными плоскостями петель, равном $\pi/6$, связано с образованием дополнительной петли (при реконнекции), которая быстро покидает расчетный объем за счет большей скорости.

При ненулевой температуре наблюдаются два характерных этапа динамики вихревых петель. На первом этапе наблюдается увеличение радиуса кривизны и характерного расстояния между возмущениями (рис. 1(б), (в) и 2(б), (в)), а также ускоренное уменьшение длины вихревой петли (рис. 3(б), (в)). Данный процесс связан с перераспределением и релаксацией возмущений, возникших до и непосредственно при реконнекции. На-

пример, на рис. 2(б), (в) видно, что осцилляции среднего радиуса кривизны на данном этапе имеют нерегулярный характер. Длительность первого этапа уменьшается с увеличением температуры. Так, при температуре 1,3 К его длительность составляет примерно 10 мс, а при 1,6 К уже 5 мс. Следующий этап характерен тем, что перераспределившиеся возмущения начинают активно затухать (рис. 1(б), (в) и 2(б), (в)). Причем характер изменения возмущений уже носит регулярный характер, вплоть до окончательного коллапса вихревой конфигурации. Повышение температуры приводит не только к более быстрому затуханию возникших возмущений, но и к сжатию вихревых петель (рис. 3(б), (в)). При этом средний радиус кривизны и расстояние между возмущениями ускоренно уменьшаются вне зависимости от начального угла между плоскостями. На рис. 4(а) на примере среднего радиуса кривизны показано, что заключительный этап эволюции разных вихревых конфигураций универсален (при совмещении времен коллапса), т.е. не зависит от начального взаимного расположения вихревых колец. Уменьшение среднего радиуса кривизны оказывается пропорциональным корню из времени (рис. 4(б)). Более того, на этом этапе пропорционально корню из времени уменьшается как длина вихревых петель, так и характерное расстояние между возмущениями. Подобное поведение связано с затуханием возмущений, распространяющихся по вихревой петле, сжатием вихревой петли и превращением ее в вихревое кольцо.

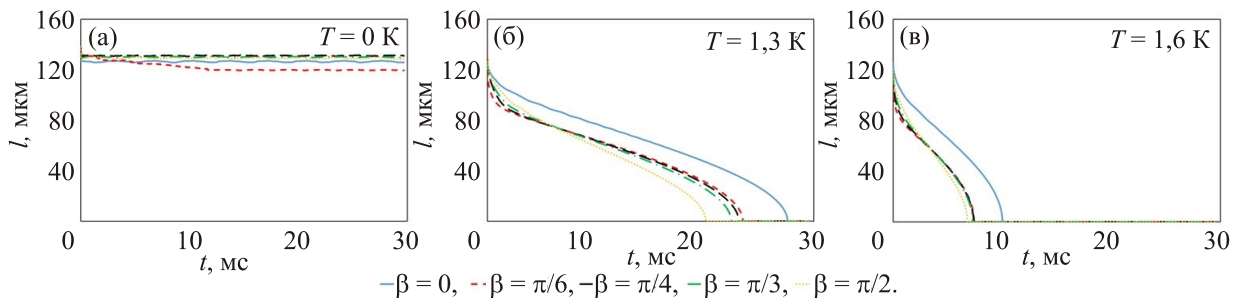


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Длина вихревых нитей при различных углах между начальными плоскостями петель и температурах.

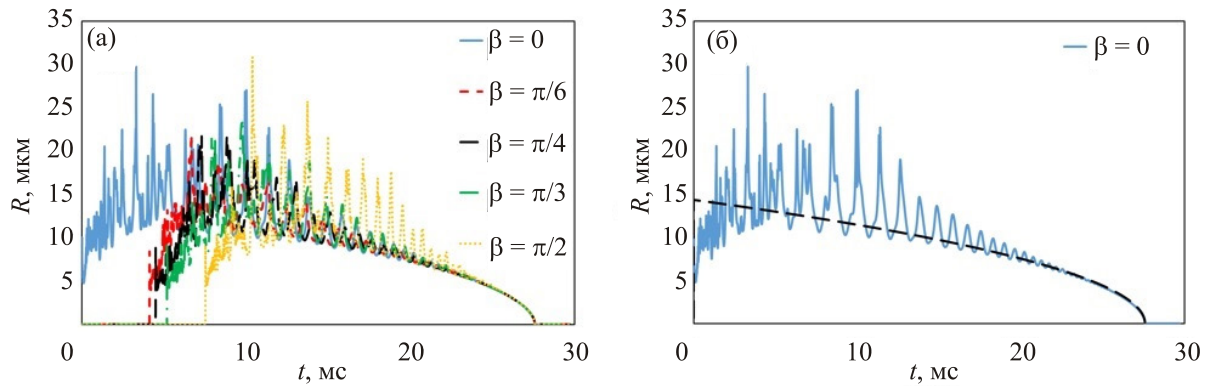


Рис. 4. (Онлайн в цвете) (а) Средний радиус кривизны вихревых конфигураций при различных углах между начальными плоскостями петель и температуре $T = 1,3$ К. Графики для различных углов сдвинуты вдоль временной оси до совмещения времен коллапса. (б) Средний радиус кривизны вихревой конфигурации при нулевом угле между начальными плоскостями петель и температуре $T = 1,3$ К, а также аппроксимирующая кривая $R(t) \sim \sqrt{t - t_*}$, где t_* — время коллапса, t — текущее время.

За все эти процессы, очевидно, ответственна сила взаимного трения, возникающая между вихрями и нормальной компонентой сверхтекучего гелия. Предположение о превращении изначально существенно деформированной вихревой петли в гладкое вихревое кольцо также подтверждается тем, что время коллапса исследуемых вихревых конфигураций оказывается обратно пропорциональным коэффициенту трения α , так же как и для вихревых колец.

Время коллапса τ вихревого кольца радиуса R_0 , движущегося в сверхтекучем гелии при ненулевой температуре, оценено в работе [32]. Получено следующее выражение:

$$\tau = R_0^2 / 2\alpha\beta,$$

где $\beta = (\kappa / 4\pi) \ln (\langle R \rangle / a_0)$, κ — квант циркуляции, $\langle R \rangle$ — средний радиус кривизны, a_0 — радиус ядра вихря, т.е. время коллапса τ обратно пропорционально коэффициенту трения. Из этой же оценки следует, что радиус вихревого кольца убывает пропорционально корню из времени.

При увеличении угла между начальными плоскостями петель это время уменьшается на 30–40%, что, по всей видимости, связано с более активным перераспределением возмущений на начальном этапе динамики. Визуальный анализ полученных вихревых конфигураций также подтверждает сказанное выше (подробнее см. [28]).

3.2. Полная кинетическая энергия жидкости, мощность диссипации энергии, вихревой импульс

При температуре, близкой к абсолютному нулю, нормальная компонента жидкости практически отсутствует, а следовательно, отсутствует и сила взаимного трения. Как говорилось во Введении, ответственным механизмом распада сверхтекучей турбулентности на малых масштабах считается каскад волн Кельвина. В

данной работе непосредственно не наблюдается каскад волн Кельвина, поскольку расчеты проведены в рамках метода вихревой нити, т.е. на больших масштабах по сравнению с радиусом ядра кора. По-видимому, этот каскад реализуется на меньших масштабах по сравнению с используемым пространственным разрешением. В связи с этим следует ожидать, что в отсутствие силы трения, а следовательно, и мощности диссипации энергии, связанная с ней, полная кинетическая энергия и вихревой импульс не должны изменяться со временем. Проведенные нами расчеты подтвердили ожидаемые результаты. В качестве примера на рис. 5(а) приведена временная зависимость значения модуля импульса Ламба.

При ненулевой температуре существует сила взаимного трения, которая, несомненно, должна приводить к диссипации кинетической энергии и вихревого импульса. На рис. 5(б), (в) представлены временные зависимости значений модуля вихревого импульса при температурах 1,3 и 1,6 К соответственно. На рис. 6 приведены временные зависимости полной кинетической энергии $E(t)$ (рис. 6(а)), мощности диссипации энергии P_{mf} , обусловленной силой взаимного трения (рис. 6(б)), и отношение полной кинетической энергии к длине вихревой петли $E(t)/l$ при температуре 1,3 К. При других температурах временные зависимости этих величин имеют аналогичный характер.

Повышение температуры приводит к уменьшению вихревого импульса в результате действия силы взаимного трения, как можно видеть на рис. 5(б), (в), при этом уменьшается длина вихревой нити (см. рис. 5(б), (в)). На начальном этапе эволюции, характеризуемом активным перераспределением возмущений (локализованное возмущение, вызванное реконнекцией, распространяется вдоль петли), наблюдается резкое уменьшение полной кинетической энергии, обусловленное действием взаимной силы трения (рис. 6(а)), что подтверждается повышенным значением $P_{mf}(t)$ на рис. 6(б). Однако

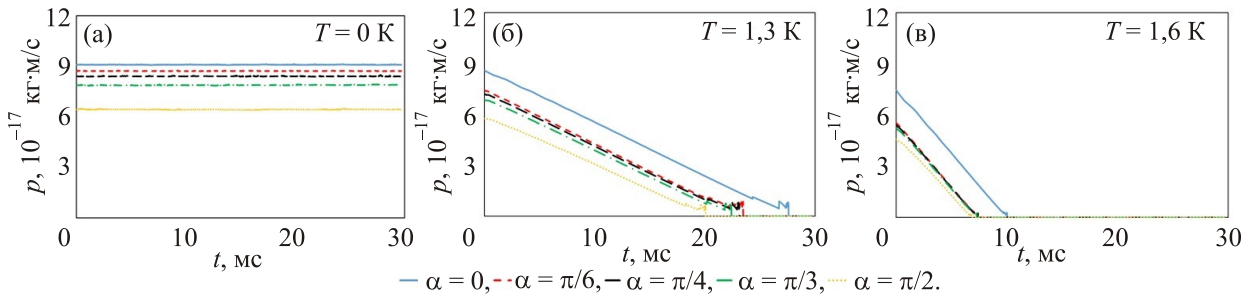


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Временные зависимости значений вихревых импульсов при различных температурах и углах между начальными плоскостями петель.

при этом отношение полной кинетической энергии к длине вихревой петли остается почти постоянным (рис. 6(в)). Это говорит о том, что кинетическая энергия на данном этапе убывает пропорционально длине нити (как в случае прямолинейной вихревой линии). На следующем этапе мощность диссипации энергии P_{mf} практически постоянная, а полная энергия при этом линейно уменьшается. Это свидетельствует о том, что диссипация энергии обусловлена силой взаимного трения, т.е. кинетическая энергия жидкости напрямую переходит в тепловую энергию. На этом этапе отношение $E(t)/l$ постепенно начинает расти, что свидетельствует об окончании перераспределения возмущений. На последнем этапе характерные размеры вихревых петель уменьшаются (рис. 4(б), (в)), что приводит к постепенному увеличению их скорости. Указанный процесс сопровождается увеличением силы трения и диссипации энергии (особенно непосредственно перед коллапсом) (см. рис. 6(б)). Стоит отметить, что отношение $E(t)/l$ при этом увеличивается (рис. 6(в)), что связано с резким уменьшением размера мелких петель.

Стоит отметить, что кинетическая энергия жидкости, рассеиваемая мощность энергии и импульс Ламба также исследовались в [36]. В данной работе при нулевой температуре импульс и энергия сохранялись, а рассеиваемая мощность была равна нулю, что полностью согласуется с результатами нашей работы. При ненулевой температуре на начальном этапе динамики в работе [36] наблюдается повышенная диссипация энер-

гии, что также согласуется с полученными здесь результатами. Дальнейшая динамика вихревой конфигурации в работе [36] не рассматривалась.

4. Заключение

В результате систематического изучения основных характеристик вихревых петель после момента реконнекции установлено, что при температурах, отличных от нуля, уменьшение полной кинетической энергии происходит вследствие действия силы взаимного трения. Данное утверждение основывается на том, что изменение полной кинетической энергии со временем существенно коррелирует с изменением мощности диссипации энергии со временем (см. рис. 6). Характеры временных зависимостей энергии и мощности диссипации имеют универсальный характер при всех рассмотренных температурах и начальных данных. При нулевой температуре каскад волн Кельвина не наблюдался, по видимому, он происходит на меньших масштабах выбранного нами пространственного разрешения. Возникшие при реконнекции возмущения в меньшей степени влияют на вихревой импульс, чем на полную энергию. При этом наблюдается линейное уменьшение вихревого импульса со временем, в отличие от нелинейного уменьшения для энергии.

Динамика вихревых петель определяется двумя основными факторами: начальными условиями и температурой. Начальные условия определяют количество и размеры возникших после реконнекции возмущений, а

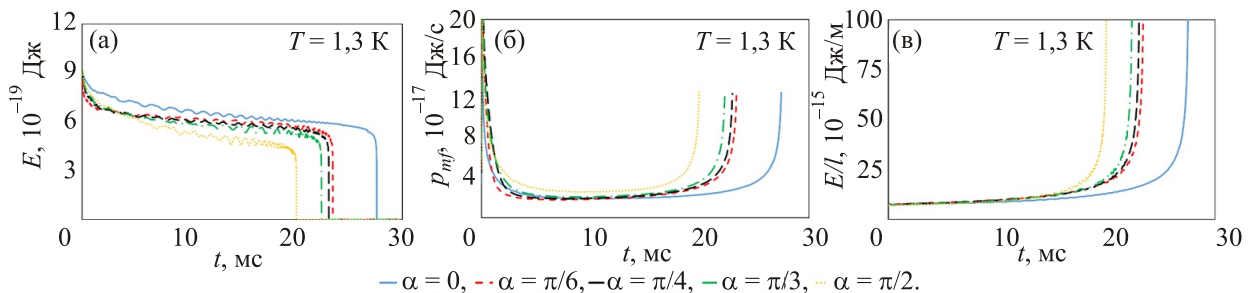


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимости от времени полной кинетической энергии (а), мощности диссипации энергии P_{mf} , обусловленной силой взаимного трения (б), отношения полной кинетической энергии к размеру вихревой петли (в) при температуре $T = 1,3$ К и различных углах между начальными плоскостями петель.

температура — скорості їх релаксації. В динаміці колапса вихревих петель після реконекції також можна виділити два основних етапи. На початковому етапі спостерігається збільшення середнього радіуса кривизни і відстані між возмущеннями через перерасподілення возмущень. З певного моменту (на наступному етапі динаміки) процес стиснення вихревої петлі під впливом сили тертя о нормальну компоненту сверхтекучого гелію починає домінувати над процесом перерасподілення вихревих возмущень. При цьому середній радіус кривизни, довжина петлі і мінімальна відстань між возмущеннями зменшуються пропорційно корню з часу незалежно від початкового взаємного розташування петель, подібно самотньому вихревому кільцю.

Робота виконана в рамках гранта РНФ №19-19-00321.

1. V.S. L'vov and S. Nazarenko, *JETP Lett.* **91**, 428 (2010).
2. L. Kondaurova, V. L'vov, A. Pomyalov, and I. Procaccia, *Phys. Rev. B* **90**, 094501 (2014).
3. E.B. Sonin, *Phys. Rev. B* **85**, 104516 (2012).
4. B.V. Svistunov, *Phys. Rev. B* **52**, 3647 (1995).
5. S.K. Nemirovskii, *Phys. Rev. B* **81**, 064512 (2010).
6. L. Kondaurova and S.K. Nemirovskii, *Phys. Rev. B* **86**, 134506 (2012).
7. C.F. Barenghi and D.C. Samuels, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 155302 (2002).
8. G. Gamota, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 517 (1973).
9. B.M. Guenin and G.B. Hess, *J. Low Temp. Phys.* **33**, 243 (1978).
10. V.B. Efimov, G. Deepak, M. Giltrow, P.V.E. McClintock, L. Skrbek, and W.F. Vinen, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 462 (2010).
11. S.I. Davis, P.C. Hendry, and P.V.E. McClintock, *Physica B* **280**, 43 (2000).
12. H. Yano, N. Hashimoto, A. Handa, M. Nakagawa, K. Obara, O. Ishikawa, and T. Hata, *Phys. Rev. B* **75**, 012502 (2007).
13. D. Kivotides, C.F. Barenghi, and D.C. Samuels, *Europhys. Lett.* **54**, 774 (2001).
14. M.R. Smith, R.J. Donnelly, N. Goldenfeld, and W.F. Vinen, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2583 (1993).
15. S.R. Stalp, L. Skrbek, and R.J. Donnelly, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4831 (1999).
16. P.M. Walmsley and A.I. Golov, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 134501 (2017).
17. L. Skrbek, A.V. Gordeev, and F. Soukup, *Phys. Rev. E* **67**, 047302 (2003).
18. A.V. Gordeev, T.V. Chagovets, F. Soukup, and L. Skrbek, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 549 (2005).
19. W.F. Vinen, *Phys. Rev. B* **61**, 1410 (2000).
20. W.F. Vinen and J.J. Niemela, *J. Low Temp. Phys.* **128**, 167 (2002).
21. W.F. Vinen, *J. Low Temp. Phys.* **161**, 419 (2010).
22. K. W. Schwarz, *Phys. Rev. B* **38**, 2398 (1988).
23. L. Kondaurova, V. L'vov, A. Pomyalov, and I. Procaccia, *Phys. Rev. B* **89**, 014502 (2014).
24. H. Adachi, S. Fujiyama, and M. Tsubota, *Phys. Rev. B* **81**, 104511 (2010).
25. R.T. Wang, C.E. Swanson, and R.J. Donnelly, *Phys. Rev. B* **36**, 5240 (1987).
26. D. Kivotides, *Phys. Rev. B* **76**, 054503 (2007).
27. D. Kivotides, *Phys. Lett. A* **382**, 1481 (2018).
28. В.А. Андрищенко, Л.П. Кондаурова, *ФНТ* **44**, 1302 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 1020 (2018)].
29. M. Kurska, K. Bajer, and T. Lipniacki, *Phys. Rev. B* **83**, 014515 (2011).
30. S. Zuccher, M. Caldari, A.W. Baggaley, and C.F. Barenghi, *Phys. Fluids* **24**, 125108 (2012).
31. E. Fonda, D.P. Meichle, N.T. Ouellette, S. Hormoz, and D.P. Lathrop, *PNAS* **111**, 4707 (2014).
32. R.J. Donnelly, *Quantized Vortices in Helium II*, Vol. 3, Cambridge Studies in Low Temperatures Physics, Cambridge University Press (1991).
33. Дж. Бетчелор, *Введення в динаміку жидкості*, Мир, Москва (1973).
34. S.K. Nemirovskii, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 591 (1998).
35. V.A. Andryushchenko, L.P. Kondaurova, S.K. Nemirovskii, *J. Low Temp. Phys.* **187**, 523 (2017).
36. R. Hanninen, *Phys. Rev. B* **88**, 054511 (2013).

Дисипація енергії після одноразової реконекції вихорів в He II при різних температурах

В.А. Андрищенко, Л.П. Кондаурова

Досліджено динаміку вихревих петель з моменту реконекції до їх розпаду. Чисельні дослідження проводилися в рамках моделі вихревих ліній при різних температурах і для різних вихідних даних. Показано, що при ненульових температурах після моменту реконекції, тобто при наявності великих збурень, спостерігається підвищена швидкість розсіювання сумарної кінетичної енергії внаслідок сили взаємного тертя. Потужність дисипації зростає зі збільшенням температури. Величина модуля вихревого імпульсу розпадається лінійно, починаючи з моменту реконекції, а також має універсальну форму. Біля абсолютного нуля при обраному просторовому розділенні каскад кельвінових хвиль не спостерігається, мабуть, це відбувається в меншому масштабі. Отримано часові залежності довжини вихревих петель, середньої кривизни, мінімальної відстані між збуреннями.

Ключові слова: надплинний гелій, вихрові нитки, колапс, метод вихрової нитки, рівняння Біо-Савара, дисипація енергії.

Energy dissipation after single vortex reconnection in He II at different temperatures

V.A. Andryushchenko and L.P. Kondaurova

The dynamics of vortex loops from the moment of reconnection to their collapse was investigated. Numerical studies were carried out within the framework of the vortex line model at different temperatures and for various initial data. It is shown that at non-zero temperatures after the moment of reconnection, i.e., in the presence of large disturbances, an increased rate of dissipation of the total kinetic energy due to the mutual friction force is ob-

served. The dissipation power increases with increasing temperature. The value of the vortex pulse modulus decays linearly, starting from the moment of reconnection, and also has a universal shape. Near the absolute zero at the chosen spatial resolution, a cascade of Kelvin waves is not observed, apparently this occurs on a smaller scale. The time dependences of the length of the vortex loops, the average curvature, the minimum distance between the disturbances are obtained.

Keywords: superfluid helium, vortex filaments, collapse, vortex filament method, Biot-Savart equation, energy dissipation.