

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ, МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОЕ И ХИМИЧЕСКОЕ МАШИНОСТРОЕНИЕ (05.04.00)

УДК 536.24

DOI: 10.24160/1993-6982-2017-4-8-14

Течение гелия-II в канале с пористой вставкой при безвихревом сверхтекучем движении

Ю.Ю. Пузина, П.В. Королев, А.П. Крюков

Проанализированы процессы тепломассопереноса при движении сверхтекучего гелия (He-II) в канале, заполненном пористым материалом на определенном участке длины. Тепловой поток направлен вдоль оси канала таким образом, что вблизи нагревателя образуется паровая пробка. Расчет стационарных процессов переноса на межфазных поверхностях проводится с использованием методов молекулярно-кинетической теории. Движение He-II в порах описывается уравнениями, учитывающими особенности тепломассопереноса в квантовой жидкости.

Построена карта режимов течения нормального и сверхтекучего компонентов для монодисперсной пористой засыпки. Рассмотрены ламинарный и турбулентный режимы движения нормального компонента при безвихревом сверхтекучем движении. Выведены соотношения, связывающие длину пористой вставки и скорость жидкости для этих режимов. Получено, что при длине пористой вставки больше определенного значения возможно движение He-II к нагревателю.

Показаны зависимости реверсивной длины от структурных параметров пористой засыпки и теплового потока. Для ламинарного режима нормального движения реверсивная длина определяется диаметром частиц монодисперсной засыпки при данной температуре, тогда как при турбулентном режиме эта длина зависит также от теплового потока. Изучено влияние температуры жидкости. Приведены примеры расчета реверсивной длины. Результаты выполненных расчетов анализируются путем сопоставления с ранее полученными данными для течения He-II в одиночном капилляре.

Ключевые слова: гелий-II, тепломассоперенос, неравновесное граничное условие, пористая засыпка.

Для цитирования: Пузина Ю.Ю., Королев П.В., Крюков А.П. Течение гелия-II в канале с пористой вставкой при безвихревом сверхтекучем движении // Вестник МЭИ. 2017. № 4. С. 8—14. DOI: 10.24160/1993-6982-2017-4-8-14.

Non-Vortex Superfluid Flow of Helium-II in the Channel with a Porous Insert

Yu.Yu. Puzina, P.V. Korolev, A.P. Kryukov

The heat and mass transfer processes associated with flow of superfluid helium (He-II) in a channel filled with porous medium in a certain part of its length are analyzed. The heat flux is directed along the channel axis so that a vapor plug is generated near the heater. The steady-state heat-and-mass transfer processes at the interfaces are calculated using the molecular kinetic theory methods. The motion of He-II in pores is described by equations that take into account the specific features of heat and mass transfer in a quantum fluid.

A map of flow modes for normal and superfluid components for a monodisperse porous fill is plotted. The normal component's laminar and turbulent flow modes for nonvortex superfluid motion are considered. Formulas correlating the porous insert length with the fluid velocity are derived for these modes. It is found that He-II flow toward the heater is possible when the porous insert length exceeds a certain value.

The dependences of this reversible length on the porous fill structural features and heat flux density are presented. For the laminar mode of normal motion, the reversible length is determined by the diameter of monodisperse fill particles at a given temperature, whereas in the turbulent mode this length also depends on the heat flux. The influence of liquid temperature is studied. Reversible length calculation examples are given. The results of the performed calculations are analyzed by comparing them with the previously obtained data for He-II flow in a single capillary.

Key words: superfluid helium (He-II), heat and mass transfer, non-equilibrium boundary condition, porous fill.

For citation: Puzina Yu.Yu., Korolev P.V., Kryukov A.P. Non-Vortex Superfluid Flow of Helium-II in the Channel with a Porous Insert. MPEI Vestnik. 2017; 4: 8—14. (in Russian). DOI: 10.24160/1993-6982-2017-4-8-14.

Введение

Изучение процессов тепломассопереноса в сверхтекучем гелии актуально для ряда прикладных задач, связанных с разработкой надежных и эффективных систем криостатирования сверхпроводящих устройств при все более высоком уровне отводимых тепловых потоков. В [1] рассматривалась задача о течении гелия-II в капилляре с паром при наличии осевого теплового потока. Было установлено, что при определенной длине перемычки гелия жидкость движется по направлению к источнику теплоты, в отличие от обычных жидкостей [2]. Следует отметить, что длина, при которой стационарная скорость движения жидкой перемычки равна нулю («реверсивная»), слабо зависит от теплового потока в условиях ламинарного нормального и безвихревого сверхтекучего движений. Для других режимов течения [3] движение к нагревателю возможно при выполнении определенных условий, связанных как с длиной перемычки, так и с величиной плотности теплового потока.

В [4] были получены экспериментальные данные, подтвердившие теоретическую модель. Исследовалось течение перемычек сверхтекучего (гелия-II) и нормального гелия (гелия-I) в капиллярах длиной 8 м и 8 см и диаметром 250 мкм при подаче теплоты через паровую полость. При этом эксперименты с капиллярами различной длины показали, что в одинаковых диапазонах температур и тепловых нагрузок мениск (граница раздела фаз гелий-II – пар) при длине капилляра 8 м движется к нагревателю, а в капилляре длиной 8 см — от нагревателя.

В настоящей работе предложено заменить одиночный капилляр системой микроканалов, образуемых при засыпке монодисперсных шариков в канал на определенном участке его длины (пористая вставка). Поскольку эффективный диаметр каналов внутри пористой вставки определенно меньше, чем диаметр капилляра, рассмотренного в [1, 4], можно ожидать изменение характера протекания процессов тепломассопереноса в квантовой жидкости.

Постановка задачи. Карта режимов течения

Постановка задачи изображена на рис. 1. В канале известного размера d_c размещена пористая вставка в виде монодисперсной засыпки шариков диаметром d . Канал заполнен сверхтекучим гелием. С одной стороны канала подается тепловая нагрузка q_w , так что вблизи нагревателя образуется паровая пробка. С другой стороны поддерживается постоянное давление P_b и соответствующая этому давлению постоянная температура жидкости T_b . Необходимо установить взаимосвязь между структурными характеристиками пористой засыпки (пористостью m , длиной L_2) и стационарной скоростью движения жидкости в канале. При этом допускается, что длина жидкой перемычки в канале L_0 остается постоянной. Задача считается осесимметричной, силой тяжести можно пренебречь.

Процессы тепломассопереноса в сверхтекучем гелии зависят от режимов нормального и сверхтекучего движений, поэтому следует определить параметры, при которых реализуются ламинарный и турбулентный режимы нормального движения, а также безвихревой и вихревой режимы сверхтекучего движения.

Критическое значение скорости сверхтекучего движения V_{Scr} , при котором проявляется взаимодействие компонентов сверхтекучего гелия, определяется эмпирическим соотношением [5] и зависит от диаметра канала d_p :

$$V_{Scr} = d_p^{-0,25},$$

где $d_p = [\text{см}]$; $V_{Scr} = [\text{см/с}]$.

При нулевой скорости движения межфазной поверхности (стационарное состояние), $V = 0$, из уравнения $\rho_s V_s + \rho_n V_n = \rho' V$ следует

$$|V_n| = \frac{\rho_s V_s}{\rho_n},$$

где V_n , V_s — скорости нормального и сверхтекучего движения; ρ_n , ρ_s — плотности нормального и сверхтекучего компонентов.

Исходя из выражения для теплового потока в сверхтекучем гелии для этого случая $q = \rho' S T V_n$ (ρ' , S —

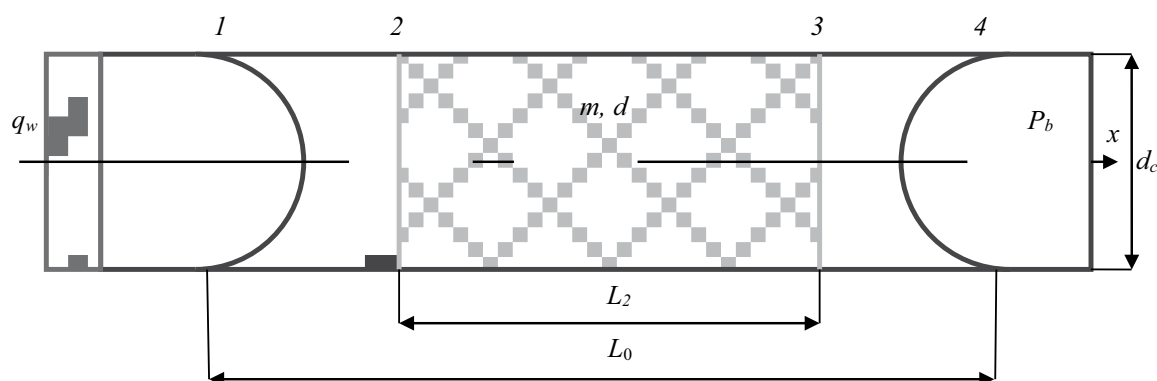


Рис. 1. Постановка задачи

плотность и энтропия жидкости), величина критического теплового потока

$$q_{wcrS} = \frac{P_s}{P_n} \frac{\rho' ST}{100 \left(\frac{100m}{3(1-m)} d \right)^{0,25}}, \quad (1)$$

так как диаметр каналов, образованных порами, в соответствии с [6] составляет $d_p = \frac{m}{3(1-m)} d$.

Для течения жидкости в пористом теле в соответствии с теорией фильтрации в [7] предложена следующая формула для критического числа Рейнольдса:

$$Re_{cr} = \frac{\rho' V_n \sqrt{k_p}}{\eta_n} = 0,59,$$

где η_n — вязкость нормального компонента; k_p — коэффициент проницаемости.

Таким образом, зависимость критического теплового потока q_{wcrn} для монодисперсного слоя шаровых засыпок выглядит следующим образом:

$$q_{wcrn} = \frac{7,64(1-m)ST\eta_n}{m^{1,5}d}, \quad (2)$$

так как коэффициент проницаемости для такого пористого тела определяется диаметром сфер d и пористостью m , зависящей от способа упаковки сфер [7]:

$$k_p = 5,97 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{(1-m)^2} d^2.$$

Карта режимов при температуре 2 К в соответствии с (1), (2) представлена на рис. 2, откуда следует, что область ламинарного нормального движения **A** соответствует низким тепловым потокам, а область **C** — малым размерам засыпок и высоким тепловым потокам. Области вихревого сверхтекучего движения **C** и **D** начинаются при тепловых потоках больше $2 \cdot 10^4$ Вт/м². В экспериментах [4] значение тепловой нагрузки нагревателя было близко к величине $3 \cdot 10^3$ Вт/м², таким образом, в реальной ситуации сила взаимного трения проявляться не будет, а течение будет соответствовать в основном области **B**, т. е. турбулентное нормальное, безвихревое сверхтекучее.

С уменьшением температуры критический тепловой поток для сверхтекучего движения q_{wcrS} увеличивается, поскольку растет доля сверхтекучего компонента в объеме жидкости. Критический тепловой поток для нормального компонента q_{wcrn} уменьшается вследствие снижения энтропии жидкости.

Математическое описание при безвихревом сверхтекучем движении

Давление пара вблизи нагревателя P'' определяется с помощью уравнения, полученного при решении

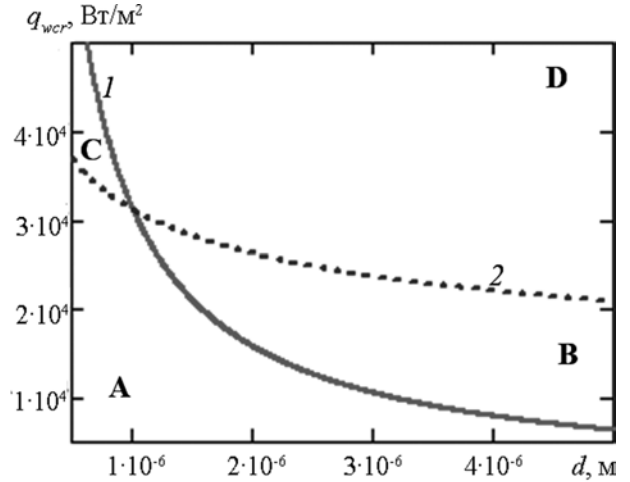


Рис. 2. Карта режимов течения при 2 К:

1 — критический тепловой поток для нормальной компоненты (2); 2 — критический тепловой поток для сверхтекучего движения (1); **A** — ламинарное нормальное, безвихревое сверхтекучее движение; **B** — турбулентное нормальное, безвихревое сверхтекучее движение; **C** — ламинарное нормальное, вихревое сверхтекучее движения; **D** — турбулентное нормальное, вихревое сверхтекучее движения

кинетического уравнения Больцмана для задач испарения–конденсации в линейной постановке [8] при условии равенства нулю потока массы с межфазной поверхности. Этот факт подтвержден численными решениями [9]

$$P'' = P_s(T_1) + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{q_w}{\sqrt{2RT_1}}, \quad (3)$$

где $P_s(T_1)$ — давление, соответствующее по линии насыщения температуре межфазной поверхности T_1 ; R — индивидуальная газовая постоянная.

С другой стороны жидкой перемычки давление пара P_b вблизи границы раздела фаз связано с температурой межфазной поверхности T_4 соотношением

$$P_b = P_s(T_4) - 0,6 \frac{q_w \sqrt{2\pi RT_4}}{\Lambda}, \quad (4)$$

где $P_s(T_4)$ — давление, соответствующее по линии насыщения температуре межфазной поверхности T_4 ; Λ — теплота парообразования.

Величиной лапласовского скачка давлений на границах раздела фаз можно пренебречь, ввиду того что разность давлений на границах раздела фаз (менисках) вблизи нагревателя и свободной части канала (обозначения 1, 4 на рис. 1) компенсируют друг друга. Тогда $P_1 - P_4 = P'' - P_b$, где P_1, P_4 — давления жидкости вблизи поверхностей 1, 4 (см. рис. 1). Используя (3), (4) и уравнение Клапейрона – Клаузиуса, величину разности давлений $P'' - P_b$, равную $P_1 - P_4$, можно выразить как

$$P_1 - P_4 = \frac{q_w \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right) + \frac{\Lambda \rho' \rho'' (T_1 - T_4)}{T(\rho' - \rho'')} \quad (5)$$

В (4) и далее полагаем, что $T = \sqrt{T_1 T_4}$ — средняя температура жидкости, при этом $T_1/T_4 \approx 1$.

Гидравлическое сопротивление канала складывается из сопротивлений нескольких участков (местными сопротивлениями из-за малости потерь давления на них можно пренебречь):

$$P_1 - P_4 = \xi \frac{\rho' V_n^2}{2} \frac{L_0 - L_2}{d_c} + \frac{\eta_n V_n}{k_p} L_2 + b_n \rho_n m^2 V_n^2 L_2, \quad (6)$$

где ξ — коэффициент гидравлического сопротивления при течении в свободном канале. Слагаемое $b_n \rho_n m^2 V_n^2 L_2$ введено в [6] для описания градиента давлений в пористой среде при турбулентном нормальном движении, где b_n — соответствующий эмпирический фактор трения

$$b_n = 1,75 \frac{1-m}{md},$$

тогда $B_n = b_n d_p$ представляет собой аналог традиционного коэффициента гидравлического сопротивления ξ при турбулентном течении жидкости. Следует отметить, что b_n не зависит от параметров течения, а определяется только структурными характеристиками пористой вставки и является полностью эмпирическим коэффициентом.

Особенностью сверхтекучего гелия является связь плотности теплового потока со скоростью нормального движения, что следует из уравнений двухскоростной гидродинамики Л.Д. Ландау, в соответствии с которой выражение для удельного теплового потока в задаче рассматриваемого типа имеет вид [1]:

$$q_w = \rho' ST (V_n - V), \quad (7)$$

где V — скорость движения жидкой перемычки. Из (7) следует, что

$$V = V_n - \frac{q_w}{\rho' ST}, \quad (8)$$

т. е. скорость движения жидкости в принципе может быть отрицательной: при относительно малом значении V_n и положительном тепловом потоке q_w жидкость должна двигаться к нагревателю.

Соотношение между разностью температур и разностью давлений получено из уравнений двухскоростной гидродинамики

$$\text{grad}P = \rho' S \text{grad}T + \rho' S f_{GM}(T) \bar{q}^3, \quad (9)$$

где $f_{GM}(T)$ — постоянная Гортера – Меллинка.

Уравнение (9) при безвихревом сверхтекучем движении можно привести к виду

$$P_1 - P_4 = \rho' S (T_1 - T_4). \quad (10)$$

Приравняв (5) и (10), можно получить выражение для разности температур

$$T_1 - T_4 = \frac{q_w \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right) \frac{1}{\rho' S \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')} \right)}. \quad (11)$$

Подставив разность температур $T_1 - T_4$ из (11) в (5), получим соотношение для разности давлений

$$P_1 - P_4 = \frac{q_w \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')} \right)} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right).$$

Разность давлений $P_1 - P_4$ подставим в (6), получим

$$\begin{aligned} \xi \frac{\rho' V_n^2}{2} \frac{L_0 - L_2}{d_c} + \left(\frac{\eta_n V_n}{k_p} + b_n \rho_n m^2 V_n^2 \right) L_2 = \\ = \frac{q_w \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')} \right)} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Совместный анализ (8) и (12) показывает, что удаляя пористую засыпку из канала, т. е. полагая длину пористого участка $L_2 = 0$, можно свести решение к полученному в [1]. Решение (12) относительно L_0^{rev} при скорости жидкости $V = 0$ и нормальной скорости компонента V_n , определяемой из (8), сводится к следующему:

$$L_0^{rev} = \frac{\rho' ST \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{TS(\rho' - \rho'')} \right)} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right) \frac{d_k^2}{32\eta_n}, \quad (13)$$

что полностью соответствует [1]. При длине перемычки $L_0 > L_0^{rev}$ скорость движения жидкости отрицательна, т. е. при постоянном тепловом потоке жидкость движется к нагревателю. Скорость движения жидкости V получена из (8) с использованием (12), (13):

$$V = \frac{q_w}{\rho' ST} \left(\frac{L_2^{rev}}{L_2} - 1 \right).$$

Вместе с тем оценка величины слагаемых разности давлений в пористом теле и свободном канале, входящих в правую часть уравнения (12), показывает, что $\xi \frac{\rho' V_n^2}{2} \frac{L_0 - L_2}{d_c} \ll \frac{\eta_n V_n}{k_p} L_2$. Это означает, что основным гидравлическим сопротивлением канала является сопротивление пористой вставки, и падением давления в свободном канале можно пренебречь.

Скорость жидкости V в соответствии с (8) при подстановке решения квадратного уравнения (12) относительно V_n определяется следующим образом:

$$V = \frac{A_2 + \sqrt{A_2^2 + 4A_1A_3}}{2A_1} - \frac{q_w}{\rho'ST},$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= b_n \rho_n m^2; \quad A_2 = -\frac{\eta_n}{k_p}; \\ A_3 &= \frac{q_w \sqrt{2\pi RT} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right)}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right) L_2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Решение (14) относительно L_2 при $V = 0$ дает значение реверсивной длины пористой засыпки L_2^{rev} , при превышении которой возможно движение жидкости к нагревателю:

$$L_2^{rev} = \frac{\rho'ST \sqrt{2\pi RT} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right)}{\Lambda \left(\frac{\eta_n}{k_p} + \frac{q_w b_n \rho_n m^2}{\rho'ST}\right) \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right)}. \quad (15)$$

Таким образом, в канале с пористой вставкой, так же как и в капилляре, возможна ситуация, когда перемычка сверхтекучего гелия движется к нагревателю. Это объясняется тем, что пористое тело можно представить системой каналов малого диаметра, для которого справедлив вывод, представленный в [1, 3]. При этом пограничной величиной является не длина перемычки жидкости, а размер пористой вставки, так как именно в ней происходит течение в стесненных условиях. Подставив (15) в (14), получим

$$A_3 = \frac{L_2^{rev}}{L_2} \frac{q_w}{\rho'ST} \left(\frac{\eta_n}{k_p} + \frac{q_w b_n \rho_n m^2}{\rho'ST}\right),$$

т. е. чем длиннее участок пористой засыпки L_2 в канале, тем коэффициент A_3 меньше, следовательно, меньше скорость нормального движения жидкости V_n . Таким образом, возникают условия для того чтобы потоки теплоты и массы были направлены в противоположные стороны.

А. Ламинарный режим нормального движения

При ламинарном нормальном движении в каналах пористой структуры коэффициент трения $b_n = 0$. Выражение (14) вырождается (это происходит из эмпирической природы b_n), следовательно, из (7) и (12) можно вывести

$$V = \frac{q_w}{\rho'ST} \left[\frac{\rho'ST \sqrt{2\pi RT} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right) k_p}{L_2 \Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right) \eta_n} - 1 \right].$$

При $V = 0$ реверсивную длину вставки можно определить как

$$L_2^{rev} = \frac{\rho'ST \sqrt{2\pi RT} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right) k_p}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right) \eta_n}. \quad (16)$$

Видно, что реверсивная длина пористой вставки L_2^{rev} не зависит от диаметра канала d_c . При сравнении решений (16) и (13) очевидно, что отношение реверсивных длин пористой вставки L_2^{rev} и жидкой гелиевой перемычки в капилляре L_0^{rev} зависит от проницаемости пористой среды

$$\frac{L_2^{rev}}{L_0^{rev}} = \frac{32k_p}{d_c^2},$$

т. е. диаметр одиночного капилляра, при котором эти длины совпадают («псевдоэффективный диаметр»), $d_{eff} = \sqrt{32k_p}$.

Реверсивная длина жидкой гелиевой перемычки L_0^{rev} в капилляре диаметром 100 мкм составляет 0,6 м (при температуре жидкости 2 К), а реверсивная длина пористой вставки L_{2cr} из монодисперсных шариков диаметром $d = 50$ мкм при пористости $m = 0,4$ равна 2,1 см. Очевидно, что $L_0^{rev}/L_{2cr} \approx 29$, а эквивалентный диаметр для пористой вставки составит 18 мкм. Зависимость реверсивной длины L_2^{rev} от диаметра частиц монодисперсной засыпки показана на рис. 3. Зависимость ограничена сверху размером $d = 3 \cdot 10^{-5}$ м, вследствие того что критический поток для температуры 1,8 К составит $q_{wcrn} = 500$ Вт/м².

При диаметрах засыпки d в десятки и сотни микрометров реверсивная длина засыпки L_2^{rev} не превышает нескольких сантиметров, что приводит к упрощению конструкции экспериментальной ячейки [4], в том числе благодаря тому, что величина L_2^{rev} не зависит от диаметра канала в отличие от ситуации с капилляром.

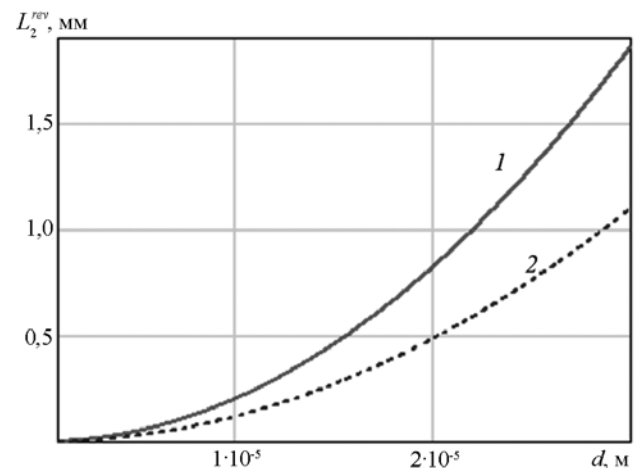


Рис. 3. Зависимость реверсивной длины L_2^{rev} от диаметра частиц монодисперсной засыпки d при ламинарном нормальном и безвихревом сверхтекучем движениях:

1 — $T_b = 2$ К; 2 — $T_b = 1,8$ К

Вместе с тем условия проведения эксперимента могут влиять на получаемый результат. Так, при диаметре пористой засыпки $d = 60$ мкм и длине $L_2 = 5 \dots 6$ мм температура T_b ниже 1,8 К приводит к движению жидкости к нагревателю, а при T_b от нагревателя — выше 1,9 К. Здесь следует отметить известную сложность точного поддержания в криостате постоянной температуры [4]. При этом необходимо обеспечивать тепловую нагрузку q_w не больше критической величины (для 10 мкм — 3 кВт/м² при температуре 2 К).

В. Турбулентное нормальное движение

При турбулентном нормальном движении выражение (15) примет следующий вид:

$$L_2^{rev} = \frac{\rho' ST \sqrt{2\pi RT} \left(0,6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right)}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')} \right) \left(\frac{q_w b_n \rho_n m^2}{\rho' ST} + \frac{\eta_n}{k_p} \right)}. \quad (17)$$

В отличие от случая ламинарного движения реверсивная длина L_{2cr} зависит от величины теплового потока. При этом, если положить $b_n = 0$, т. е. считать нормальное движение ламинарным, то (17) переходит в (16).

Зависимость реверсивной длины L_2^{rev} от теплового потока q_w при температуре 2 К в рассматриваемом случае (17) представлена на рис. 4. С увеличением теплового потока q_w значение реверсивной длины L_2^{rev} падает. При этом для диаметра засыпки $d = 50$ мкм критический тепловой поток для сверхтекучего движения оценивается как $q_{wcrs} = 1,7 \cdot 10^4$ Вт/м², т. е. при этом значении может начаться влияние взаимодействия компонентов при тепломассопереносе.

Отметим, что при анализе длины пористой засыпки $L_2 = 5$ мм, диаметра $d = 50$ мкм и умеренных тепловых потоков до $8 \cdot 10^3$ Вт/м² жидкость движется от нагревателя, тогда как при $q_w > 8 \cdot 10^3$ Вт/м² жидкость будет двигаться к нагревателю. Однако в экспериментах

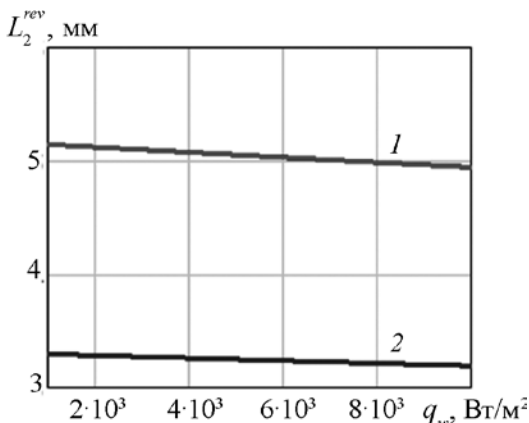


Рис. 4. Влияние теплового потока q_w на реверсивную длину L_2^{rev} при турбулентном нормальном и безвихревом сверхтекучем движениях ($T = 2$ К):

1 — $d = 50$ мкм; 2 — $d = 40$ мкм

[4] величина теплового потока находилась на уровне 3 ... 5 кВт/м².

Последовательность расчета реверсивной длины L_2^{rev} начинается с выбора структурных параметров пористой засыпки из монодисперсных шаров. Выбрав диаметр засыпки, например $d = 50$ мкм, и характерные значения тепловых нагрузок в системе ($q_w = 3$ кВт/м²), следует определить, к какой области на карте режимов относится выбранный режим течения компонентов сверхтекучего гелия при данной температуре 2 К. Для этого нужно рассчитать критический тепловой поток для сверхтекучего движения по (1) $q_{wcrs} = 11,7$ кВт/м² и критический тепловой поток для нормального компонента по (2) $q_{wcrn} = 633$ Вт/м². Этим параметрам будет соответствовать область **В** — безвихревое сверхтекучее и турбулентное нормальное движения. Перейдя к расчету по формуле (17) реверсивной длины $L_{2cr} = 5,1$ мм, можно сделать вывод о том, что для эксплуатации в экспериментальных условиях следует выбирать длину участка монодисперсной засыпки больше чем 5,1 мм, например 6 мм, тогда при наличии паровых полостей с двух сторон от пористой вставки сверхтекучий гелий при температуре 2 К будет двигаться к нагревателю. Примеры расчета приведены в таблице.

Примеры расчета для температуры 2 К

Диаметр засыпки d , мкм	Тепловой поток q_w , кВт/м ²	Критические тепловые потоки q_{wcrn} (1) и q_{wcrs} (2), кВт/м ²	Режим движений	Реверсивное значение длины пористой вставки L^{rev} , мм
10	3	4 18	А	Формула (16) 5,2
50	3	0,63 11,7	В	Формула (17) 5,1

Заключение

В результате анализа режимов течения нормального компонента гелия-II в канале с паром при наличии пористой вставки с заданными структурными характеристиками установлено, что при определенной длине пористой засыпки возможно движение жидкой перемишки к нагревателю. Построена карта режимов нормального и сверхтекучего движений для разных диаметров монодисперсной засыпки в зависимости от теплового потока. Получены величины реверсивных длин пористой засыпки при безвихревом режиме сверхтекучего движения. Значение реверсивной длины зависит от структурных характеристик пористой вставки, величины теплового потока в канале и температуры жидкости. Рассчитаны зависимости реверсивной длины от диаметра частиц монодисперсной засыпки и плотности теплового потока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №17-08-00805).

Литература

1. **Королев П.В., Крюков А.П.** Движение сверхтекучего гелия в капилляре с паром при наличии продольного теплового потока // Вестник МЭИ. 2002. № 1. С. 43—46.

2. **Крюков А.П.** Движение жидкости в канале с паром при наличии продольного теплового потока // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38. № 6. С. 945—949.

3. **Голованов И.Н., Королев П.В., Пузина Ю.Ю.** Эксперименты по движению сверхтекучего гелия в капилляре применительно к планируемым исследованиям на Международной Космической Станции // Вопросы электромеханики: Труды НПП ВНИИЭМ. 2010. Т. 119. № 6. С. 49—56.

4. **Королев П.В., Крюков А.П., Медников А.Ф.** Экспериментальное исследование движения гелия-II в капилляре при наличии паровой полости вблизи нагревателя // Вестник МЭИ. 2006. № 4. С. 27—33.

5. **Van Sciver S.W.** Helium Cryogenics. The International Cryogenics Monograph Series. N.-Y.: Springer, 2012.

6. **Vanderlaan M.H., Van Sciver S.W.** He II Heat Transfer Through Random Package Spheres: Pressure Drop // Cryogenics. 2014. V. 63. Pp. 37—42.

7. **Витков Г.А., Холпанов Л.П., Шерстнев С.Н.** Гидравлическое сопротивление и теплообмен. М.: Наука, 1994.

8. **Муратова Т.М., Лабунцов Д.А.** Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7. № 5. С. 959—976.

9. **Ястребов А.К., Крюков А.П.** Теплообмен через пленку пара с учетом движения межфазной поверхности жидкость – пар и роста температуры границы раздела фаз // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 4. С. 560—567.

References

1. **Korolev P.V., Kryukov A.P.** Dvizhenie Sverhtekuchego Geliya v Kapillyare s Parom pri Nalichii Prodol'nogo Teplovogo Potoka. MPEI Vestnik. 2002;1:43—46. (in Russian).

2. **Kryukov A.P.** Dvizhenie Zhidkosti v Kanale s Parom pri Nalichii Prodol'nogo Teplovogo Potoka. Teplofizika Vysokih Temperatur. 2000;38;6:945—949. (in Russian).

3. **Golovanov I.N., Korolev P.V., Puzina Yu.Yu.** Eksperimenty po Dvizheniyu Sverhtekuchego Geliya v

Kapillyare Primenitel'no k Planiruемым Issledovaniyam na Mezhdunarodnoy Kosmicheskoy Stantsii. Voprosy Elektromekhaniki: Trudy NPP VNIEM. 2010;119;6:49—56. (in Russian).

4. **Korolev P.V., Kryukov A.P., Mednikov A.F.** Eksperimental'noe Issledovanie Dvizheniya Geliya II v Kapillyare pri Nalichii Parovoy Polosti Vblizi Nagrevatelya. MPEI Vestnik. 2006;4:27—33. (in Russian).

5. **Van Sciver S.W.** Helium Cryogenics. The International Cryogenics Monograph Series. N.-Y.: Springer, 2012.

6. **Vanderlaan M.H., Van Sciver S.W.** He II Heat Transfer Through Random Package Spheres: Pressure Drop. Cryogenics. 2014; 63:37—42.

7. **Vitkov G.A., Holpanov L.P., Sherstnev S.N.** Gidravlichesкое soprotivlenie i Teplomassoobmen. M.: Nauka, 1994. (in Russian).

8. **Muratova T.M., Labuntsov D.A.** Kineticheskiy Analiz Protsesov Ispareniya i Kondensatsii. Teplofizika Vysokih Temperatur. 1969;7;5:959—976. (in Russian).

9. **Yastrebov A.K., Kryukov A.P.** Teplomassoperenos Cherez Plenku Para s Uchetom Dvizheniya Mezhfaznoy Poverhnosti Zhidkost' Par i Rosta Temperatury Granitsy Razdela Faz. Teplofizika Vysokih Temperatur. 2006;44;4:560—567. (in Russian).

Сведения об авторах

Пузина Юлия Юрьевна — кандидат технических наук, старший преподаватель кафедры низких температур НИУ «МЭИ», e-mail: Puzina2006@inbox.ru

Королев Павел Викторович — кандидат технических наук, доцент кафедры низких температур НИУ «МЭИ», e-mail: Korolyov2007@yandex.ru

Крюков Алексей Павлович — доктор технических наук, профессор кафедры низких температур НИУ «МЭИ», e-mail: KryukovAP@mail.ru

Information about authors

Puzina Yulia Yu. — Ph.D. (Techn.), Senior Lecturer of Low Temperatures Dept., NRU MPEI, e-mail: Puzina2006@inbox.ru

Korolev Pavel V. — Ph.D. (Techn.), Assistant Professor of Low Temperatures Dept., NRU MPEI, e-mail: Korolyov2007@yandex.ru

Kryukov Aleksey P. — Dr.Sci. (Techn.), Professor of Low Temperatures Dept., NRU MPEI, e-mail: KryukovAP@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15.11.2016