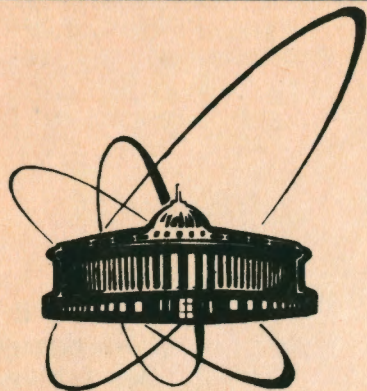


92-571



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P8-92-571

А.Б.Кузнецов

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО РЕАКЦИИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ
НА ИМПУЛЬСНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ
БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

1992

Кузнецов А.Б.

Анализ экспериментов по реакции сверхтекучего гелия на импульсные тепловые потоки большой длительности

Показано, что реакция гелия II на интенсивные тепловые потоки большой длительности и прямоугольной формы хорошо согласуется с представлениями двухжидкостной гидродинамики со сверхтекучей турбулентностью. Наблюдаемые предельные плотности тепловых потоков согласуются с реализацией условий парообразования. Анализ показывает, что при тепловых потоках выше предельных переход к режиму теплоотвода с парообразованием происходит через длительную стадию локального перегрева жидкого гелия. Наблюдаемые в ряде экспериментов глубокие пульсации температуры нагревателя-термометра объясняются: локальным перегревом гелия; образованием в области перегрева вблизи центра канала паровой фазы, выталкивающей часть перегретого гелия из канала; ростом пузырей вплоть до образования устойчивого пузыря тороидальной формы и его последующим ростом до размера, определяемого границей его устойчивости; разрушением тороидального пузыря с поглощением паровой фазы поступающим в канал из сосуда холодным гелием.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Kuznetsov A.B.

P8-92-571

Analysis of Experiments by Superfluid Helium Reaction on Impulse Heat Flows of a Long Period

It is shown that helium II reaction on intensive heat flows of a long period and a rectangular form conforms rather well to an idea of two-fluid hydrodynamics with superfluid turbulence. The observable limit densities of heat flows conform to realization of saturate steam conditions. The analysis shows that for heat flows higher than limited ones transition to a regime of heat removal with steam creation occurs by long stage of local overheat of liquid helium. The observable deep pulsations of heater-thermometer temperature in some number of experiments are explained by the following: the local overheat of helium, the formation in an overheat region near the channel center of a steam phase pushing a part of overheat helium out of the channel, the increase of bubbles up to formation of the steady bubble in the form of toroid and its following growth to size determined by the boundary of its stability, the destruction of the toroidal bubble with steam phase absorption by cold helium which arrives into the channel from the vessel.

The investigation has been performed at the Particle Physics Laboratory, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

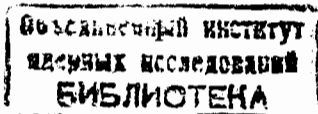
В ряде работ [1—3] описаны результаты экспериментов по реакции сверхтекучего гелия на импульсные продолжительные тепловые нагрузки со стабилизированной мощностью тепловыделения. В работе [4] подробно описаны конструкция цилиндрического тепловыделяющего элемента-измерителя и соответствующая аппаратура. Эксперименты проводились как в «свободных условиях», когда тепловыделяющий элемент погружался в ванну с гелием без ограничивающих его экранов, так и в «стесненных условиях», когда тепловыделяющий элемент предварительно помещался в цилиндрический экран с малым зазором между экраном и тепловыделяющей поверхностью. В работе [3] экспериментально показано, что в «стесненных условиях» результаты при различных зазорах зависят только от плотности теплового потока на выходе из зазора, т.е. в экспериментах реализовались условия «широкого» канала. Это согласуется с [5], где отмечено, что для каналов с диаметром более 0,1 мм влиянием трения о стенки можно пренебречь по сравнению с внутренним трением, связанным со сверхтекучей турбулентностью. Аналогичные эксперименты описаны ранее для «свободных условий» в [6,7], а для «стесненных условий» — в иной конфигурации канала в [8].

Эксперименты [1—3] проводились в режиме насыщенных паров в широком диапазоне температур ($T = 1,45 + 2,09$ К) при амплитудах импульсных нагрузок до 30 Вт (в «свободных условиях» до $1,5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$). В течение серии экспериментов глубина погружения тепловыделяющего элемента изменялась от 15 до 5 см. Более точно она не фиксировалась.

Проведем анализ экспериментальных результатов [1—3] на основе представлений двухжидкостной гидродинамики с учетом сверхтекучей турбулентности [9,10].

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ В «СВОБОДНЫХ УСЛОВИЯХ»

В работах [1—3] в «свободных условиях» во всем диапазоне импульсных тепловых нагрузок и при всех температурах не наблюдалось изменений температуры тепловыделяющего элемента во времени. В этих услови-



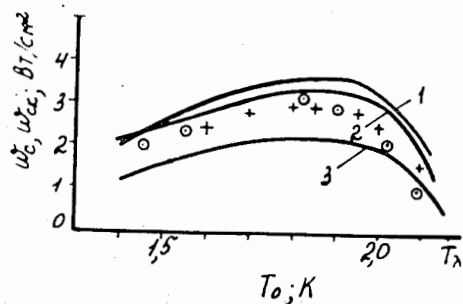


Рис.1. Зависимости от температуры гелия в ванне T_0 предельных плотностей мощности, выделяемой нагревателем при различных глубинах погружения h : w_c («свободные условия»), $h = 5$ см, 1 — рассчитанная по (1), + — экспериментальные значения из [7]; w_{ck} («стесненные условия»), рассчитанные по (2), 2 - $h = 15$ см, 3 - $h = 5$ см, \circ — экспериментальные значения из [2]

кипения, т.е. при $T_r > T_c$, где $T_c(P)$ — зависящая от давления температура равновесия фаз жидкость — пар [12] (P , определяется глубиной погружения тепловыделяющего элемента), из (1) получаем зависимость предельной амплитуды выделяемой в нагревателе плотности мощности w_c . Зависимость $w_c(T_0)$, соответствующая минимальной глубине погружения $h = 5$ см, приведена на рис.1; там же отмечены ожидаемые в этом случае w_c , полученные на основе экспериментальных результатов для стационарных нагрузок [7]. В [7] наблюдаемая плотность мощности составляла приблизительно 80% от рассчитанной по (1), что соответствует дополнительному нагреву гелия у поверхности источника, в два раза меньшему предельно допустимого. Отсюда видно, что в экспериментах предельные плотности мощности не достигались, чем и объясняется отсутствие изменения температуры нагревателя во времени. Утверждение в [2], что такие отклонения могли бы наблюдаться при более длительных импульсах ($t > 6,4$ с), необоснованно.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ В «СТЕСНЕННЫХ УСЛОВИЯХ»

а. Анализ предельных стационарных экспериментов

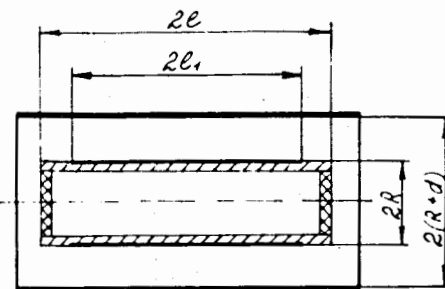
Схема конструкции нагревателя с цилиндрическим экраном представлена на рис.2 [4]. На участке $2l_1$ в канал с гелием во время прямоугольного

их температура гелия у поверхности нагревателя T_r в цилиндрической геометрии определяется выражением

$$\int_{T_0}^{T_r} \frac{dT}{b(T)} = \frac{R}{2} w^3, \quad (1)$$

где T_0 — температура гелия в ванне, R — радиус нагревателя ($R = 0,575$ см), $b(T)$ — коэффициент, зависящий от температуры [11], учитывающий при теплопередаче сверхтекучую турбулентность, w — плотность теплового потока на поверхности нагревателя (предполагаем, что она однородна). Имея в виду, что изменение температуры нагревателя во времени возможно только при появлении пленочного

Рис.2. Схема конструкции цилиндрического нагревателя с экраном [4]. $2l_1$ — длина цилиндрической поверхности радиуса R углеродного тонкопленочного нагревателя-измерителя, d — ширина зазора между нагревателем и цилиндрическим экраном, $(l - l_1)$ — длина коаксиальных каналов ширины d , не содержащих нагревателя. ($R = 0,575$ см, $l_1 = 2,7$ см, $(l - l_1) = 0,675$)



импульса протяженностью 6,4 с равномерно выделялась мощность W . Предположим, что тепловой поток стационарно распространяется по коаксиальному каналу ширины d однородно по сечению и симметрично в обе стороны от центра канала. На выходе из канала поток рассеивается приблизительно по гиперболическому закону с характерным параметром R_1 . Нормированная зависимость плотности теплового потока от координаты канала приведена на рис.3. Тогда максимальная температура гелия в центре канала T_m определяется через плотность теплового потока на выходе из канала $w_k = W/2\pi d (2R + d)$ формулой, аналогичной (1),

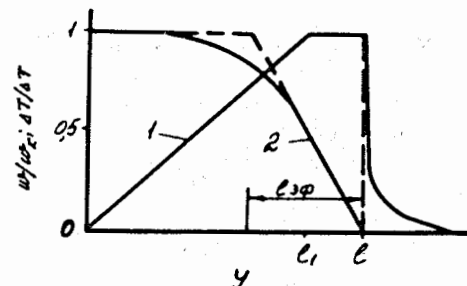
$$\int_{T_0}^{T_m} \frac{dT}{b(T)} = w_k^3 l_{\text{эф}}^3, \quad (2)$$

где $l_{\text{эф}} = l - l_1 + \frac{l_1}{4} + \frac{R_1}{2}$ — эффективная длина канала, R_1 не определено. Из экспериментов [11] (модель II) можно заключить, что величиной R_1 в $l_{\text{эф}}$ можно пренебречь; тогда $l_{\text{эф}} \cong 1,35$ см.

В рассматриваемых представлениях предельная плотность мощности, способная устойчиво распространяться по каналу w_{ck} , связана с предельной плотностью мощности в «свободных условиях» w_c простым геометрическим фактором

$$w_{ck} = (R/2l_{\text{эф}})^{1/3} w_c. \quad (3)$$

Рис.3. Зависимости в стационарных условиях от продольной координаты канала y (отсчитываемой от центра канала): 1 — нормированной плотности теплового потока w/w_k , 2 — нормированного отклонения температуры $f = \Delta T/\Delta T_m$



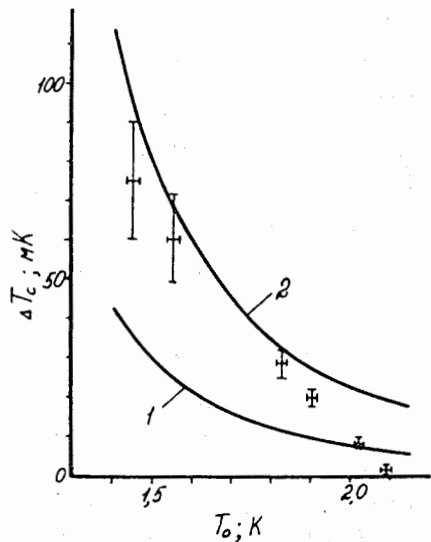


Рис.4. Зависимости допустимых стационарных нагревов гелия у поверхности тепловыделяющего элемента $\Delta T_c = T_c - T_0$ от температуры гелия в ванне T_0 . При глубинах погружения: 1 — $h = 5$ см, 2 — $h = 15$ см; \pm — значения, рассчитанные по (2) и экспериментальным данным $W_{\text{вх}}$ из [2]

бильные температуры в области возможных локальных перегревов совпадают с равновесной зависимостью $T(P)$ на границе жидкость — пар. Исключением являются результаты при $T_0 = 2,09$ К, где нарушение условий теплоотвода от нагревателя к гелию наступит при нагреве, в три раза меньшем минимально допустимого. Это противоречие требует дополнительного исследования и проверки.

б. Анализ времени формирования стационарного состояния

Полагая температуру на выходе из канала равной T_0 (пренебрегаем малым изменением температуры в области рассеивания теплового потока), стационарное распределение температуры вдоль канала можно представить в виде

$$\Delta T = \Delta T_m f(y), \quad (4)$$

где $\Delta T = T_{\Gamma} - T_0$,

На рис.1 приведены графики $w_{\text{ск}}(T_0)$ при $(R/2l_{\text{эф}})^{1/3} = 0,6$ для глубин погружения $h_1 = 5$ см и $h_2 = 15$ см и соответствующие экспериментальные значения $w_{\text{вх}}$ [2]. Видно, что при всех температурах за исключением $T_0 = 2,09$ К значения $w_{\text{вх}}$ не противоречат области допустимых $w_{\text{ск}}$. На рис.4 приведены значения нагревов $\Delta T_{\text{эк}}$, соответствующие $w_{\text{вх}}$. Из зависимостей, приведенных на рис.1 и 4, видно, что рассматриваемые экспериментальные результаты лучше соответствуют представлениям двухжидкостной гидродинамики со сверхтекучей турбулентностью, чем результаты, полученные в «свободных условиях» в [7], и согласуются с результатами, полученными при $T_0 > 1,8$ К в «стенных условиях» в [8], где экспериментально показано, что достигаемые максимальные ста-

$$f(y) = \begin{cases} (l-y)/l_{\text{эф}} & \text{при } l > y > l_1, \\ [l-l_1 + \frac{1}{4}l_1(1-(y/l_1)^4)]/l_{\text{эф}} & \text{при } l_1 > y > 0; \end{cases} \quad (5)$$

уотсчитывается от центра канала, $l_{\text{эф}} = l - 3l_1/4$ (см. рис.3).

Дополнительная тепловая энергия, заключенная в гелии в канале в стационарном состоянии, ΔQ слабо зависит от T_0 и при предельных нагревах на глубине погружения канала $h = 15$ см $\Delta Q \approx 30 + 45$ мДж. Следовательно, процесс формирования стационарного состояния в этом случае должен занимать более 10 мс.

Рассмотрим этот процесс. Его можно представить состоящим из двух частей. Вначале в область канала над нагревателем $2l_1$ идет накачка энергии, как в резонатор, многократно отраженным фронтом волны [10] с постепенным отводом энергии в продольном направлении нарастающей температурной волной. Этот процесс можно описать уравнением

$$l_1 w = l_1 \rho C_p \frac{d\Delta T}{dt} + d\rho C_p C_2 \Delta T, \quad (6)$$

где ρ — плотность гелия, C_p — его теплоемкость, C_2 — скорость второго звука, решение которого

$$\Delta T = \frac{wl_1}{d\rho C_p C_2} [1 - \exp(-C_2 t/l_1)]. \quad (7)$$

За время $t \sim 4$ мс этот процесс выходит на стационарный. Достигаемая при этом температура при

$$\frac{wl_1}{d} > (\rho C_p C_2 b l_{\text{эф}})^{-1/2} \quad (8)$$

меньше ΔT_m . В этом процессе формирования поля температур при $w_{\text{вх}}$ достигалась температура, приблизительно на порядок меньшая ΔT_c .

Предположим, что в конце рассмотренного процесса сформировалось распределение температуры вдоль канала, близкое к стационарному (см. (5) и рис.3). Это предположение означает, что за 4 мс сформировалась и соответствующая сверхтекучая турбулентность. Тогда дальнейший процесс возрастания температуры в канале до стационарной можно описать уравнением

$$w_k = l\rho C_p K \frac{d\Delta T}{dt} + (\Delta T/bl_{\text{эф}})^{1/3}, \quad (9)$$

где $K = 0,74$ — отношение средней по каналу $\Delta T_{\text{ср}}$ к ΔT_m . Решение этого уравнения

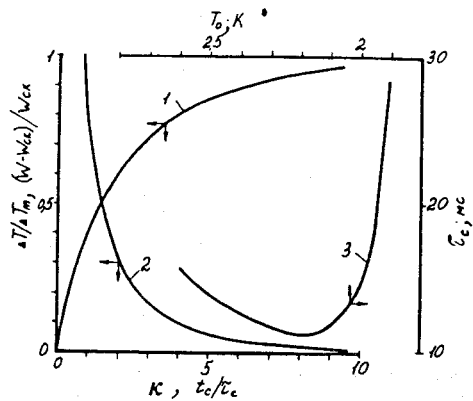


Рис.5. Зависимости: 1 — $\Delta T / \Delta T_m$ от κ , 2 — $(W - W_{ck}) / W_{ck}$ от t_c / τ_c и 3 — τ_c от T_0 при $h = 15$ см

$$\kappa = 3[-Z^2/2 - Z - \ln(1-Z)], \quad (10)$$

где $Z^3 = \Delta T / \Delta T_m$, $\kappa = t / \tau$, $\tau = \tau_c (w_k / w_{ck})^2$, $\tau_c = \tau_c(l, l_1, h, T_0) = \Delta Q_c / W_{ck}$. На рис.5 представлены зависимости τ_c от T_0 при $h = 15$ см и $\Delta T / \Delta T_m$ от κ . Из гра-

фиков этих зависимостей видно, что при $w_k = w_{ck}$ состояния, близкие к стационарным, достигаются за $100 + 200$ мс.

На рис.5 приведена также зависимость при $w_k > w_{ck}$ времени t_c достижения в центре канала температуры T_c . При $w_k > 1,05 w_{ck}$ эта зависимость выражается простой формулой

$$1,14 w_k / w_{ck} = 1 + \tau_c / t_c, \quad (11)$$

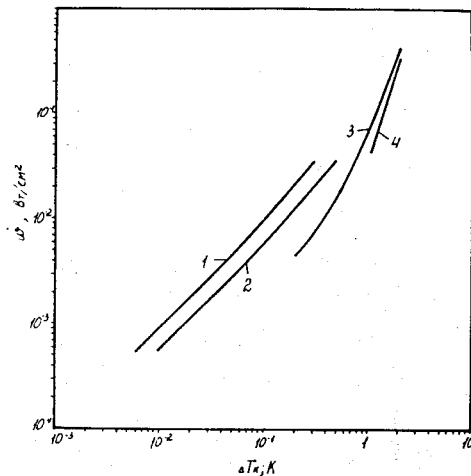
которая может быть использована для оценок допустимых временных протяженностей импульсов с амплитудами, большими w_{ck} .

в. Анализ пульсаций температуры нагревателя

Проведем анализ наблюдавшихся в [1—3] при $W > W_{ck}$ пульсаций температуры нагревателя. Аналогичные и более регулярные пульсации температуры наблюдались в [8], где в области возможного локального перегрева одновременно с пульсацией температуры визуально наблюдалось локальное парообразование.

Отметим существенные различия экспериментов, описанных в [8] и в [1—3]. В [8] температурные условия у поверхности нагревателя были однородными, а сопровождающийся регулярными пульсациями температуры перегрев гелия при $T_0 > 1,8$ К реализовывался вдали от нагревателя в верхней части конического канала. В [1—3] температурные условия у поверхности нагревателя существенно неоднородны (см. (5) и рис.3), и перегрев реализовывался у поверхности нагревателя в его центральной части. В [8] наблюдались колебания температуры термометров, измерявших темпера-

Рис.6. Зависимости плотности теплового потока w от температурного скачка Капицы ΔT_k : 1 — $T_0 = 1,8$ К, 2 — $T_0 = 1,5$ К из [13]; 3 — $T_0 = 1,82$ К, 4 — $T_0 = 1,45$ К из [2].



туру гелия, и в верхней части конического канала наблюдаемое закипание гелия сопровождалось падением температуры на 2—3 мК, т.е. наблюдался перегрев гелия на эту величину. В [1—3] наблюдались пульсации средней температуры нагревателя T_H , амплитуды которых составляли несколько К.

Температурный скачок Капицы между нагревателем, контактирующим с гелием, и гелием $\Delta T_k = T_{H0} - T_\Gamma \cong T_{H0} - T_0$, как показывают эксперименты [1—3], в интересующем нас диапазоне $w > 0,04$ Вт·см⁻² сильно нелинейно зависит от w (рис.6)

$$\Delta T_k \cong T_{H0} - T_0 \sim w^{1/m}, \quad (12)$$

где $m \cong 2$. Эти результаты существенно дополняют результаты [13], где при меньших w была отмечена слабая нелинейность $\Delta T_k(w)$.

В экспериментах [1—3] время наступления пульсаций в несколько раз превышает время t_c достижения в центре канала равновесной температуры T_c (см. рис.5). Поэтому предполагаем, что при тепловых нагрузках $W > W_{ck}$ при $t > t_c$ вблизи центра канала образуется область перегретого гелия в метастабильном состоянии. Максимальный размер области перегрева y_Γ на основе (5) при $(w_{ck} / w_k)^3 > 1 - l_1 / 4l_{эф}$ определяется формулой

$$(y_\Gamma / l_1)^4 = (4l_{эф} / l_1) (1 - (w_{ck} / w_k)^3). \quad (13)$$

В области перегрева гелия на поверхности нагревателя образуются пузыри насыщенного пара в виде шаровых сегментов. Предполагаем, что теплопроводность нагревателя вместе с его керамической подложкой выше теплопроводности пара в пузыре. Тогда энергия, выделяемая в области нагревателя под пузырьром, в основном передается вдоль поверхности нагревателя к границе пузыря, и, следовательно, можно считать, что в условиях стабилизированной мощности нагревателя перегретость гелия поддерживается и при образовании пузырей. Давление в пузырях, соответствующее

температуре перегрева, выше внешнего давления. Пузыри растут и сливаются. Когда высота пузыря достигает ширины канала d , пузырь принимает форму цилиндра высоты d и радиуса $r = d[1/(1 - \cos \theta) - 1/3]^{1/2}$, где θ — краевой угол. Эти пузыри также продолжают расти и сливаться. Рост пузырей сопровождается выталкиванием нагретого гелия из канала и уменьшением жидкой фазы в нем. Последнее увеличивает тепловое сопротивление и, следовательно, увеличивает нагрев. Этот процесс конкурирует с охлаждением, связанным с парообразованием. Когда радиус наибольшего цилиндрического пузыря достигает половины периметра кольцевого канала πR , образуется тороидальный пузырь с полушириной $y_H = \pi^2 R/4 = 1,42$ см ($\bar{y}_H = y_H/l_1 = 0,525$). Предположим, что вне тороидального пузыря распределение температуры по-прежнему описывается (5). В действительности при росте пузырей теплоотвод по каналу может не полностью компенсировать теплоприток и отвод запасенного тепла, и температура вне пузыря может быть больше. Тогда при $y_H < y_\Gamma$ такой пузырь устойчив, так как давление внутри пузыря выше внешнего. При последнем предположении устойчивые тороидальные пузыри могут образовываться только при $W/W_{ck} > 1,013$.

Дальнейший рост тороидального пузыря определяется уравнением

$$\ddot{\bar{y}} = \frac{g\Delta P_1}{l_1 P} \left(\frac{f(\bar{y})}{f(\bar{y}_\Gamma)} - 1 \right), \quad (14)$$

где $g = 9,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$, $\bar{y} = y/l_1$, $\Delta P_1 = P - P_0$, P_0 — давление на поверхности жидкости в сосуде. При $\bar{y}_\Gamma \leq 1$ ($w_k/w_{ck} < 1,26$) время роста такого пузыря t приближенно определяется выражением

$$t \cong \left(\frac{l_1 P}{2g\Delta P_1} \right)^{1/2} (\bar{y}_H/q)^{1/2} [(w_k/w_{ck})^3 - 1]^{-1/2} \frac{2(\bar{y}/\bar{y}_H - 1)}{1 + (1 + (\bar{y}/\bar{y}_H - 1)/q)^{1/2}}. \quad (15)$$

В (15) $q = \dot{\bar{y}}_H^2 / \dot{\bar{y}}_{H0}^2 > 1$, $\dot{\bar{y}}_H$ — начальная скорость роста пузыря, определяемая из процесса его образования, а $\dot{\bar{y}}_{H0}$ — та же величина при условии, что рост тороидального пузыря до размера \bar{y}_H определялся бы (14) с нулевого размера.

В принятой модели плотность импульса на поверхности пузырей монотонно растет при их росте и скачкообразно увеличивается при их слиянии ввиду уменьшения поверхности. В частности, при образовании тороидального пузыря плотность импульса увеличивается в $\pi/2$ раз. Поэтому можно

считать $q = \pi^2/4$. В рассмотренной модели перегретого гелия не учитывалось поглощение энергии при парообразовании. Оценки показывают, что это оправданно. Кроме того, учет диссипации не меняет картину принципиально, а лишь несколько изменяет временные характеристики.

Под тороидальным пузырем температура нагревателя определяется уравнением

$$\lambda \frac{d^2 T}{dy^2} + w_H = 0, \quad (16)$$

где $w_H = j^2 \sigma$, j — поверхностная плотность тока, σ — зависящее от температуры поверхностное сопротивление нагревателя, λ — поверхностная теплопроводность нагревателя и его подложки. Полагаем температуру нагревателя вне пузыря однородной и равной T_1 (пренебрегается изменением T_1 у границы пузыря на расстояниях порядка толщины подложки нагревателя). Это есть граничные условия при решении (16). Под пузырем σ определяется теперь не T_{H0} , а температурой нагревателя, вычисляемой из (16). Фиксируемая в пульсациях температура нагревателя в [1—3] соответствует его среднему поверхностному сопротивлению.

При достижении пузырем размера y_Γ или несколько большего, обусловленного отмеченным выше недостаточным теплоотводом, он продолжает расти за счет накопленного импульса, но становится неустойчивым и разрушается (меняется его тороидальная форма). При этом часть пара может быть выплеснута из канала, а в канал поступает недогретый гелий из сосуда, и пузыри быстро поглощаются. Средняя температура нагревателя падает. Причем падение температуры может происходить быстрее нарастания. В дальнейшем эти процессы могут повторяться.

Анализ решения (16) с учетом (12) показывает, что температуры первых пиков при различных $1,013 < W_i/W_{ck} < 1,26$ должны удовлетворять соотношению

$$\frac{T_{H1} - T_{H0}}{T_{H2} - T_{H0}} = \frac{W_1}{W_2} \frac{y_{\Gamma 1}^3}{y_{\Gamma 2}^3}, \quad (17)$$

где $y_{\Gamma i}(W_i)$ определяется (13). Отсюда получаем формулу, определяющую W_{ck} через параметры пиков,

$$W_{ck} = W_1 - (W_2 - W_1) / \left[\left(\frac{T_{H2} - T_{H0}}{T_{H1} - T_{H0}} \frac{W_2}{W_1} \right)^{4/3} - 1 \right]. \quad (18)$$

Рассмотренная модель хорошо отражает основные закономерности наблюдаемых экспериментальных результатов [2]. Зависимость от T_0 времен-

ных протяженностей передних фронтов больших пиков температуры согласуется с следующей из (15) пропорциональностью корню из давления насыщенных паров. Количественно эти временные протяженности хорошо согласуются с (15), если положить $q = \pi^2/4$ и $\bar{y} = \bar{y}_r$. Определяемые по (18) на основе данных работы [2] (рис.3, графики 2 и 3) значения W_{ck} (при $T_0 = 1,45$ К $W_{ck} = 1,97$ Вт, при $T_0 = 1,82$ К $W_{ck} = 3,10$ Вт при $T_0 = 2,09$ К $W_{ck} = 1,06$ Вт) согласуются с [2].

В рассмотренной модели время наступления отклонения температуры складывается из нескольких последовательных стадий. Первая стадия — время достижения в канале предельной температуры — определяется из (11) (см. рис.5). Следующая стадия определяется временем существования метастабильного состояния перегретого гелия. Заметное отклонение температуры начинается в середине стадии парообразования при росте цилиндрических пузырей, перед образованием тороидального пузыря. Временные протяженности каждой стадии пропорциональны $W_{ck}/(W - W_{ck})$, но, очевидно, с разными показателями степени этого отношения. Поэтому время наступления заметного отклонения температуры нагревателя не описывается единым степенным законом этого отношения.

В проведенном анализе экспериментов [1—3] не учитывалось изменение гидростатического давления в объеме образца. При горизонтальном расположении нагревателя это достаточно оправданно, а при вертикальном расположении учет изменения гидростатического давления вносит в рассмотрение ряд поправок. В этом случае точка, в которой в первую очередь достигается температура насыщенных паров, смещена от центра канала вверх на величину $y_0 = l_1(l_{эф}/h)^{1/3}$, и, следовательно, закипание перегретого гелия начинается в окрестности этой точки. После формирования цилиндрических пузырей они начинают всплывать, что тоже вносит некоторые коррективы в картину пульсаций температуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В “стесненных условиях” в соответствии с представлениями двухжидкостной гидродинамики со сверхтекучей турбулентностью предельные стационарные плотности тепловых потоков w_{ck} определяются согласно (2) локальным достижением температуры насыщенных паров [8,1—3]. Повторные эксперименты типа [1—3] при фиксации относительной глубины погружения нагревателя лучше 10% и при независимой фиксации температуры гелия в центре канала могли бы являться независимым способом определения параметра $b(T)$. При тепловых потоках $w > 0,04$ Вт·см⁻² темпе-

ратурный скачок Капицы существенно нелинейно зависит от w . Наблюдаемые в [1—3] пульсации температуры, как и в [8], определяются обычным пузырьковым закипанием в области локального перегрева гелия. Но в экспериментах [1—3] локальное закипание гелия приводит к образованию устойчивого пузыря тороидальной формы и его росту до размера, определяемого границей его устойчивости, после чего тороидальный пузырь разрушается с поглощением паровой фазы холодным гелием, поступающим в канал из сосуда. При w , слабо превышающих w_{ck} , эти процессы повторяются. Образование тороидального пузыря существенно ухудшает теплоотвод от нагревателя-датчика температуры так, что он, как термометр, начинает работать вне режима своей градуировки. Это отражается в резких скачках его показаний с амплитудами порядка нескольких К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Микляев В.М., Сергеев И.А., Филиппов Ю.П. — Препринт ОИЯИ Р8-87-33, Дубна, 1987; ИФЖ, 1988, т.54, с.950.
2. Микляев В.М., Сергеев И.А., Филиппов Ю.П. — Краткие сообщения ОИЯИ, 5(25)-87, Дубна, 1987, с.31.
3. Filippov Yu.P., Miklayev V.M., Sergejev I.A. — JINR Preprint E8-88-361, Dubna, 1988; In: Proc. ISEC 12, Southampton, UK, 1988, p.290.
4. Микляев В.М. и др. — Препринт ОИЯИ Р8-86-583, Дубна, 1986; В трудах 13 Международной конф. по ускор. на высокие энергии (авг. 1986, Новосибирск), Новосибирск, “Наука”, 1987, т.2, с.53.
5. Van Sciver S.W. — Adv.Cryog.Engng., 1982, v.27, p.375.
6. Mathews D.W.B., Leonard A.C. — ibid., 1974, v.19, p.417.
7. Van Sciver S.W., Lee R.L. — ibid., 1980, v.25, p.363.
8. Gentile D., Francois M.X. — ibid., 1982, v.27, p.467.
9. Немировский С.К., Лебедев В.В. — ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1729.
10. Кузнецов А.Б. — ЖЭТФ, 1991, т.100, с.1186.
11. Dimotakis P.E., Broadwell J.E. — Phys.Fluids, 1973, v.16, p.1787.
12. Справочник по физико-техническим основам криогеники (под ред. Малкова М.П.). М.: “Энергия”, 1973, с.105.
13. Haben R.L., Frederking T.H.K. — Adv.Cryog.Engng., 1975, v.20, p.383.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1992 года.