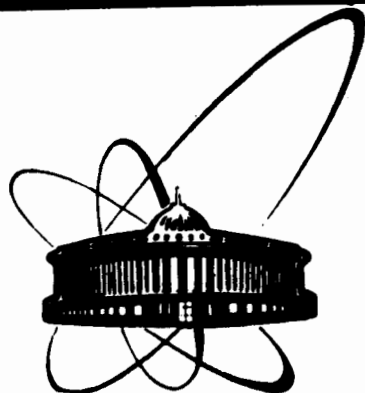


89-317



♀  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 471

P8-89-317

А.И.Алексеев, В.М.Микляев, Ю.П.Филиппов

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ДВУХФАЗНОГО  
ПОТОКА ГЕЛИЯ  
НА ДИНАМИКУ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Направлено в "Инженерно-физический журнал"

1989

Надежность работы сверхпроводящих /СП/ систем, криостабилизированных гелием, в значительной мере зависит от устойчивости к импульсным тепловыделениям. Оценка условий тепловой стабильности для погружных систем проводилась Джексоном<sup>/1/</sup>, Стюартом<sup>/2/</sup> и многими другими, в результате чего накоплен обширный материал. Применительно к СП-системам, например ускорителей, криостатируемых недогретым или сверхкритическим гелием, некоторые результаты приведены в<sup>/3/</sup> и<sup>/4/</sup> соответственно. В последнее время растет интерес к системам, в которых в качестве криоагента предпочтительно использовать вынужденные потоки двухфазного гелия<sup>/5,6,7/</sup>. Однако экспериментальное исследование теплопередачи к двухфазному гелию в условиях импульсного энерговыделения не проводилось, хотя предполагаемые особенности таких процессов должны быть довольно существенными.

В данной работе сделана попытка восполнить отмеченный пробел, уделив особое внимание взаимосвязи количественных характеристик исследуемых тепловых процессов и режимов течения двухфазных потоков гелия в горизонтальных каналах. Выбор ориентации каналов обусловлен особенностями реальных конструкций со сверхпроводящими магнитами<sup>/5-7/</sup>, использующими для криостабилизации двухфазный гелий. Типичные каналы таких систем имеют сечение в форме круга /трубы/ или кольца.

Цель настоящей работы состоит в исследовании нестационарной телепередачи к гелию, движущемуся в каналах кольцевого сечения. Этим обуславливается конструкция экспериментального образца, схематически изображенного на рис. 1. Он представляет собой вакуумированную керамическую трубку с напыленными на внешней поверхности углеродными пленками длиной 4,2 и 57 мм, которые служат одновременно малоинерционными нагревателями и термометрами /НТ/. Керамическая трубка помещена в трубку из стали для создания кольцевого канала с равномерным зазором. Перед участком с пленками и после него выполнены участки гидродинамической стабилизации потока.

Эксперименты проводились при постоянном давлении 129 кПа, а другие параметры двухфазного потока гелия изменялись в следующих диапазонах: относительная энтальпия  $x = 0 \div 1$ , массовая скорость  $m = 20 \div 140$  кг/м<sup>2</sup>с. На образец подавался импульс мощности ступенчатой формы с длительностью переднего фронта

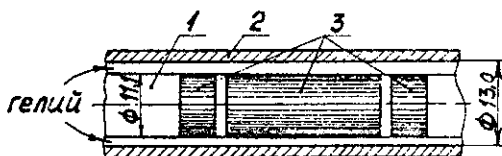


Рис. 1. Экспериментальный образец. 1 - керамическая трубка, 2 - стальная трубка, 3 - углеродные пленки.

не более 20 мкс, причем после фронта мощность тепловыделения в НТ стабилизировалась специальной электронной системой. Измерения начинались через 20 мкс после подачи импульса мощности и производились с интервалом 50 мкс или более. Плотность теплового потока  $q$  варьировалась в пределах от 0,5 до 50 кВт/м<sup>2</sup>. Более детальное описание использованного оборудования можно найти в<sup>8/</sup>.

Перед обсуждением результатов экспериментов следует отметить, что при ступенчатом импульсе мощности особенности динамики и интенсивность теплопередачи к статическому криоагенту /что является предельным случаем процесса при вынужденном течении/ зависят от времени  $\tau$ , плотности теплового потока  $q$  и давления  $P^{2/}$ . При рассмотрении теплопередачи к движущемуся двухфазному криоагенту необходимо учитывать по крайней мере еще расходное массовое паросодержание  $x$  и массовую скорость  $w$  потока, что увеличивает число переменных и усложняет задачу. При этом можно ожидать, что влияние этих параметров потока на динамику нестационарной теплопередачи обусловлено зависимостью структуры потока от  $w$  и  $x$ .

Зависимость структуры потока от его режимных параметров обычно отображается в виде карт режимов течения. На рис. 2

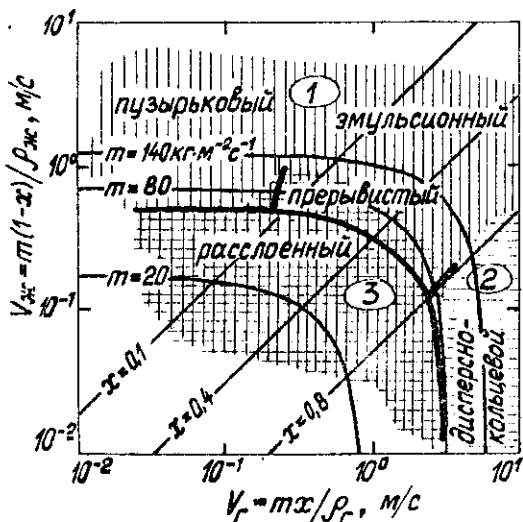


Рис. 2. Режимы течения двухфазного гелия в горизонтальном щелевом канале при  $P = 1,3 \cdot 10^5$  Па и зазоре  $\Delta = 1$  мм.  $V_{ж}$  и  $V_r$  - соответственно приведенные скорости жидкой и газовой фаз. 1 - область гомогенного распределения фаз; 2 - область с симметричным распределением фаз относительно оси канала; 3 - область с распределением фаз, зависящим от вертикальной координаты.

приведена такая карта<sup>/9/</sup> для горизонтального потока гелия, дополненная нашими последними экспериментальными данными. Как видно из этого рисунка, в исследованном диапазоне массовых скоростей и паросодержаний для потока двухфазного гелия характерны следующие структуры: пузырьковая, расслоенная, прерывистая, дисперсно-кольцевая, эмульсионная. В связи с тем, что нагреватель-термометр представляет собой обтекаемый потоком горизонтальный цилиндр, с помощью экспериментального образца можно получить корректные количественные результаты при режимах течения, когда распределение фаз близко к гомогенному или имеет цилиндрическую симметрию. Поэтому основное внимание уделено пузырьковому, эмульсионному и дисперсно-кольцевому режимам течения двухфазного гелия.

Обсуждение результатов начнем со случая, когда распределение фаз сравнительно равномерно по сечению канала, т.е. с пузырькового и эмульсионного режимов, обозначенных на рис.2 областью 1. Характерные зависимости перегрева теплоотдающей поверхности относительно температуры насыщения  $\Delta T = T - T_s$  от времени  $\tau$  для этих структур приведены на рис.3 - кривые 1-8\*. Здесь и далее рассмотрены особенности процессов для НТ длиной 4,2 мм при величинах  $q$ , значительно превышающих критическую, и значениях  $\tau$  от 100 мкс до 1 с. В этом интервале происходит рост пленки пара на теплоотдающей поверхности. В дальнейшем этот процесс будем называть режимом нестационарного пленочного кипения. Из рис. 3 видно, что массовая скорость и расходное паросодержание практически не оказывают влияния на интенсивность и динамику теплоотдачи в начале действия теплового импульса. Однако с увеличением времени это влияние проявляется в том, что наиболее быстрый рост температуры наблюдается при больших паросодержаниях и меньших массовых скоростях. Также можно видеть, что паросодержание оказывает заметно большее влияние на интенсивность теплопередачи, чем массовая скорость. С уменьшением массовой скорости и снижением относительной энтальпии потока до нуля, характер нестационарной теплопередачи к движущемуся криоагенту становится похожим на соответствующие зависимости для нестационарной теплопередачи в большом объеме. Это может послужить основой для построения модели нестационарного пленочного кипения двухфазной смеси при пузырьковом и эмульсионном режимах течения.

---

\* Экспериментальные точки на этом и последующих рисунках не выделялись, поскольку они практически сливаются.

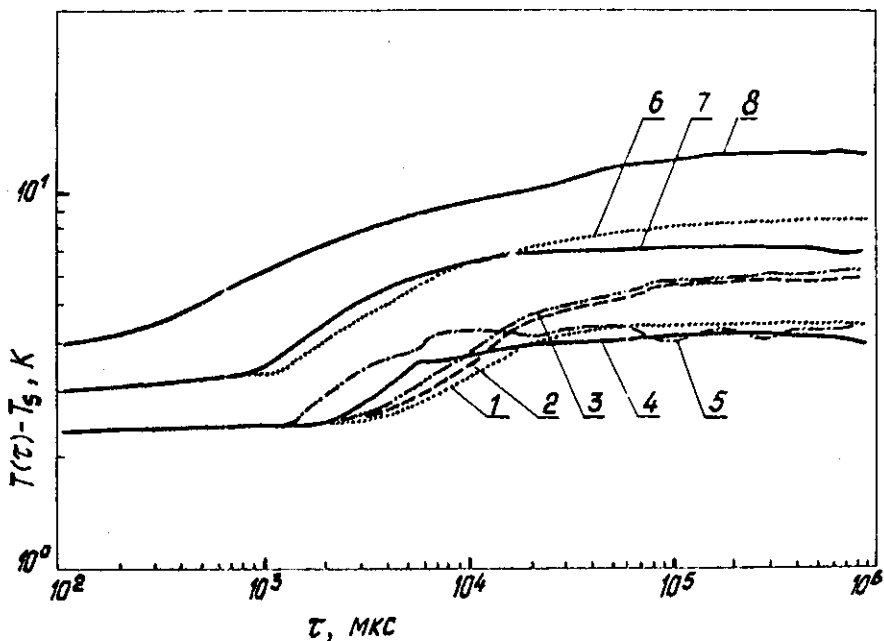


Рис. 3. Зависимости перегрева  $T(\tau) - T_s$  от времени  $\tau$  после подачи импульса мощности при гомогенном распределении фаз в потоке.  $P = 1,3 \cdot 10^5$  Па.

№	$q, \text{Вт} \cdot \text{м}^2$	$x$	$\sigma, \text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
1	$6,9 \cdot 10^3$	0,05	120
2	$6,9 \cdot 10^3$	0,05	42
3	$6,9 \cdot 10^3$	0,05	25
4	$6,9 \cdot 10^3$	0,3	120
5	$6,9 \cdot 10^3$	0,5	120
6	$1,31 \cdot 10^4$	0,05	120
7	$1,31 \cdot 10^4$	0,3	120
8	$2,13 \cdot 10^4$	0,3	120

Что касается теплопередачи к статическому криоагенту в условиях нестационарного пленочного кипения, то в первом приближении этот процесс можно смоделировать, основываясь на следующих допущениях:

- В момент  $\tau_{пл}$  перехода к неустановившемуся пленочному кипению толщина пленки пара равна нулю, а температура поверхности - величине  $T_0$ .
- Температура границы "пар-жидкость" растущей пленки равна  $T_0$  на протяжении всего процесса.
- Поток тепла через границу паровой пленки с жидкостью полностью расходуется на испарение жидкости.
- Термодинамические свойства гелия не зависят от температуры и определяются на линии насыщения.

Формальное решение такой задачи можно найти в виде двойных степенных рядов<sup>/10/</sup>. При этом температура теплоотдающей поверхности будет определяться следующим выражением:

$$T(\tau) = T(0, \tau) = T_0 + \frac{1}{\lambda_r} \sum_{k=1}^{\infty} B_k \frac{[q^2 a_r (\tau - \tau_{пл})]^k}{(a_r h \rho_r)^{2k-1}}, \quad /1/$$

где  $\lambda_r$  - теплопроводность,  $B_k$  - коэффициенты ряда,  $a$  - температуропроводность,  $h$  - удельная теплота испарения,  $\rho_r$  - плотность, индекс  $r$  относится к газу.

Не останавливаясь здесь на вопросах сходимости ряда /1/, используем это выражение только для выявления автомодельных переменных процесса. После преобразований из /1/ можно получить:

$$[T(\tau) - T_0] \frac{C_p}{h} = \sum_{k=1}^{\infty} B_k \left[ \frac{q^2 (\tau - \tau_{пл}) C_p}{h^2 \lambda_r \rho_r} \right]^k, \quad /2/$$

где  $C_p$  - теплоемкость газа. Таким образом, автомодельные переменные могут быть представлены в виде  $[T(\tau) - T_0] C_p / h$ ;  $q \sqrt{\tau - \tau_{пл}} / h \sqrt{\lambda_r \rho_r / C_p}$ . Можно также отметить, что величина  $\tau_{пл}$  много меньше характерных времен рассматриваемых процессов, т.е.  $\tau_{пл} \ll \tau$ , следовательно,  $\tau - \tau_{пл} \approx \tau$ . Проверка с использованием экспериментальных данных<sup>/11/</sup> показала, что такой подход вполне обоснован.

Попробуем использовать эти автомодельные переменные для случая двухфазной смеси. При этом представляется логичным вместо свойств жидкости в /2/ ввести суперпозицию свойств жидкой и газовой фаз потока, что вполне оправдано для гомогенной структуры, т.е. вместо удельной теплоты испарения  $h$  используем удельную энергию, необходимую для испарения жидкой фазы  $h_{дв} = (1-x)h$ . Тогда возможные автомодельные переменные процесса перехода к нестационарному пленочному кипению двухфазной смеси приобретут вид

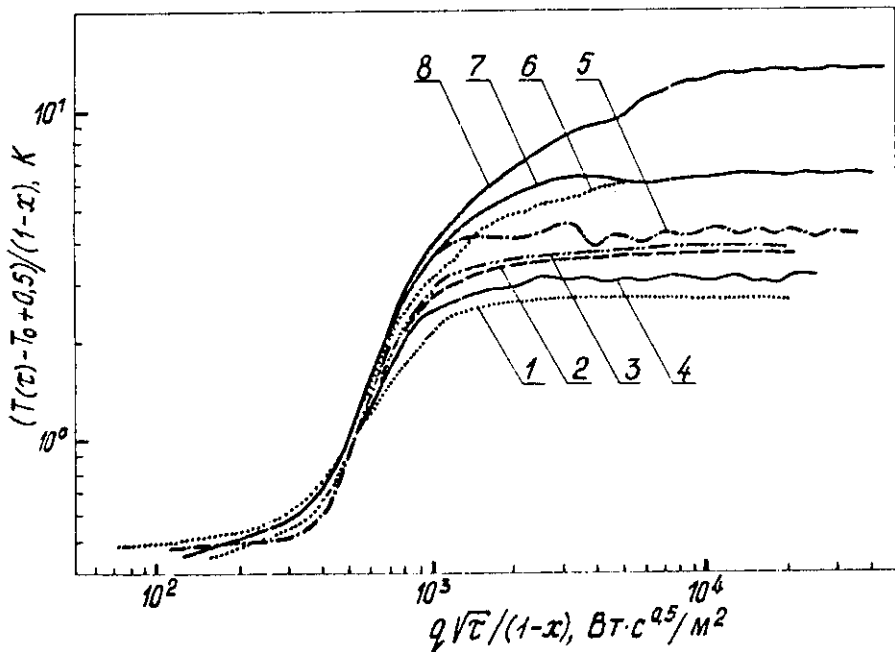


Рис. 4. Зависимости  $\Delta T(r)$  при гомогенном распределении фаз в координатах  $[T(r) - T_0 + 0,5]/(1-x)$ ,  $q\sqrt{\tau}/(1-x)$  /обозначения соответствуют рис. 3/.

$$[T(r) - T_0] \frac{C_p}{h(1-x)}; \frac{q\sqrt{\tau}}{h(1-x)\sqrt{\lambda_r \rho_r / C_p}}.$$

При постоянном давлении запись автомодельных переменных несколько упрощается и принимает вид

$$[T(r) - T_0] \frac{1}{1-x} = \Psi\left(\frac{q\sqrt{\tau}}{1-x}\right). \quad /3/$$

Работоспособность предложенной модели в условиях пузырькового и эмульсионного течений демонстрируется на рис. 4. Здесь в координатах  $[T(r) - T_0 + 0,5]/(1-x)^*$ ;  $q\sqrt{\tau}/(1-x)$  кривыми 1-8

\*Значение 0,5 введено в выражение /3/ для удобства представления зависимостей в логарифмических координатах, т.к. при  $\tau = 100$  мкс величина  $T(r) - T_0 = 0$ .

представлены исходные зависимости  $\Delta T(r)$ , изображенные на рис. 3. При этом в качестве  $T_0$  взята температура НТ при  $r = 100$  мкс. Из рис. 4 видно, что кривые 1-8 практически сливаются в диапазоне значений  $r$  и  $\Delta T$ , соответствующих процессу формирования паровой пленки. Это свидетельствует о том, что несмотря на довольно приближенные оценки, использованные при выводе /3/, основные факторы, которые влияют на динамику и интенсивность начального процесса нестационарного пленочного кипения, учтены достаточно корректно. Однако с течением времени наблюдается расслоение кривых в зависимости от скорости и паросодержания потока, что особенно характерно для пузырькового режима. Это объясняется, пожалуй, не только не полностью однородным распределением фаз и влиянием скорости потока на формирование паровой пленки, но и нарастанием давления в сравнительно протяженном узком канале в процессе испарения части жидкости, которое может быть довольно значительным.

Перейдем теперь к изложению экспериментальных результатов, полученных при другом распределении фаз в потоке. При паросодержаниях свыше 0,75 - 0,8 и относительно высоких массовых скоростях реализуется дисперсно-кольцевой режим течения двухфазной смеси, соответствующий на рис. 2 области 2. Отличительная особенность этого режима заключается в том, что распределение жидкой и газообразной фаз неравномерно по сечению канала, но примерно симметрично относительно его оси. Проследим, как измерения в структуре потока отражаются на характере нестационарной теплопередачи.

На рис. 5 приведены данные  $\Delta T(r)$ , полученные при дисперсно-кольцевом /1-3/ и эмульсионном /4-6/ режимах течения. Этот рисунок показывает, что в качественном отношении влияние расходного паросодержания при дисперсно-кольцевом режиме на характер нестационарной теплопередачи сохраняется примерно таким же, как и при однородном распределении фаз. Т.е. в первые моменты времени  $/r \lesssim 2 \div 5 \cdot 10^2$  мкс для кривых 1-3/ относительная энталпия не оказывает заметного влияния на интенсивность теплопередачи, но в дальнейшем наиболее быстрый рост перегрева /при прочих равных условиях/ наблюдается при больших значениях  $x$ . Это иллюстрируют кривые 1 и 5, 4 соответственно для дисперсно-кольцевого и эмульсионного течения. При дисперсно-кольцевом режиме течения обращает на себя внимание такая особенность нестационарной теплопередачи, как наличие характерных изломов кривых  $\Delta T(r)$ , отмеченных на рис. 5 крестами. После них скорость роста перегрева резко увеличивается. При однородном распределении фаз подобных изломов, свидетельствующих о качественном изменении механизма теплоотдачи, не наблюдается. Моменты времени  $r_{кр}$ , соответствующие излому кривых  $\Delta T(r)$ , за-



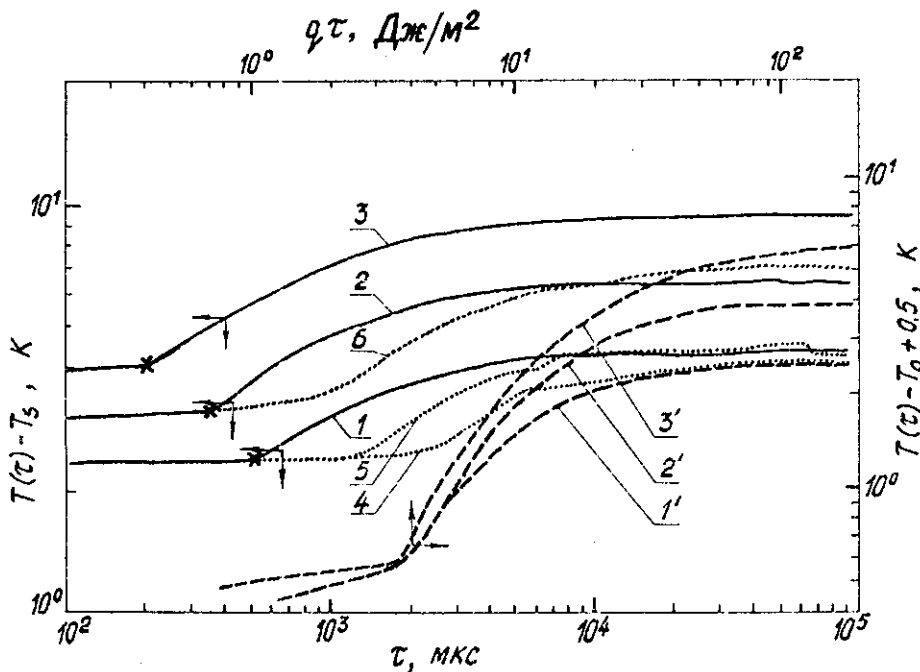


Рис. 5. Зависимости перегрева  $T(\tau) - T_s$  от времени  $\tau$  при дисперсно-кольцевом режиме течения /кривые 1-3/ и гомогенном распределении фаз /4-6/,  $P = 1,3 \cdot 10^5$  Па,  $m = 120 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

№	$q$ , $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$	$x$
1, 1'	$6,9 \cdot 10^3$	0,8
2, 2'	$1,31 \cdot 10^4$	0,8
3, 3'	$2,13 \cdot 10^4$	0,8
4	$6,9 \cdot 10^3$	0,3
5	$6,9 \cdot 10^3$	0,5
6	$1,31 \cdot 10^4$	0,3

висят как от режимных параметров потока, так и от мощности теплового импульса. При этом анализ экспериментальных данных показывает, что величина произведения  $q \cdot \tau_{\text{кр}}$  является функцией только параметров  $x$ ,  $m$ ,  $P$  и не зависит от плотности теплового потока, т.е.

$$q \cdot \tau_{\text{кр}} = C(m, x, P).$$

/4/

Это иллюстрируется представлением данных  $\Delta T(\tau)$  в координатах  $[T(\tau) - T_0 + 0,5] \div q\tau$  - /кривые 1' - 3' на рис. 5/. Зависимость /4/ между  $\tau_{кр}$  и  $q$  может объясняться высыханием пленки жидкости на поверхности тепловыделяющего элемента. Действительно, если считать, что вся энергия теплового импульса расходуется на испарение жидкости, условие высыхания пленки толщиной  $\delta$  имеет вид

$$\int_0^{\tau_{кр}} q(\tau) d\tau = h\delta. \quad /5/$$

При ступенчатом импульсе мощности /т.е. при  $q = \text{const}$  / соотношение /5/ преобразуется к виду

$$q \cdot \tau_{кр} = h(P) \delta(x, m, P), \quad /6/$$

аналогичному по структуре выражению /4/. Таким образом, зависимости /4/ и /6/ позволяют определить взаимосвязь между толщиной пленки жидкости на поверхности тепловыделяющего элемента и характеристиками нестационарной теплоотдачи для дисперсно-кольцевого режима.

Наконец, рассмотрим процессы нестационарной теплопередачи при режимах течения, когда структура распределения фаз по сечению канала существенно меняется с вертикальной координатой. К таким режимам относятся расслоенный и прерывистый, объединенные на рис. 2 в область 3. Следует отметить, что конструкция экспериментального образца позволяет получить лишь предварительные результаты, что обусловлено различиями в процессах теплоотдачи для верхней и нижней образующих цилиндрического НТ. Не претендуя на полноту анализа, остановимся только на расслоенном режиме как предельном случае неравномерного распределения фаз по вертикали. Характерные зависимости  $\Delta T(\tau)$  при расслоенном режиме течения приведены на рис. 6 - кривые 1 и 2. Здесь же представлены зависимости  $\Delta T(\tau)$ , соответствующие теплоотдаче к потоку чистой жидкости - кривая 3, и чистого пара - кривая 4. Из рис. 6 видно, что в начале действия импульса мощности  $\tau \leq 2 \cdot 10^3$  мкс/ интенсивность теплоотдачи к расслоенному потоку близка к интенсивности теплоотдачи к чистой жидкости. С течением времени кривая 1, соответствующая двухфазному потоку с паросодержанием  $x = 0,3$ , занимает промежуточное положение между кривыми 3 / $x = 0$ / и 4 / $x = 1$ /.

Для оценки интенсивности теплоотдачи к расслоенному потоку нами была сделана попытка смоделировать этот процесс, используя данные предельных случаев при  $x \rightarrow 1$  и  $x \rightarrow 0$ . В первом при-

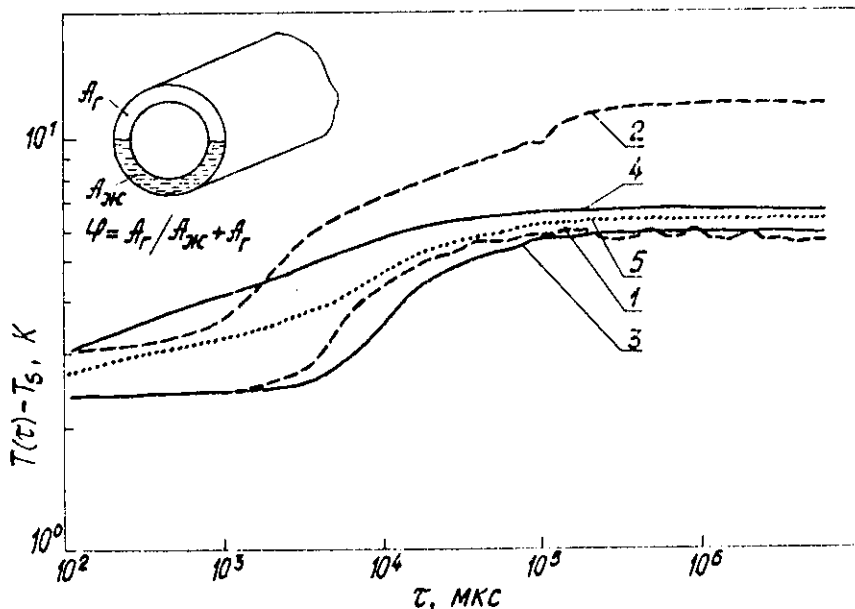


Рис. 6. Зависимости перегрева  $T(\tau) - T_s$  от времени  $\tau$  при рас- слоенном течении /1,2/ и в условиях движения однофазного крио- агента /3, 4/.  $P = 1,3 \cdot 10^5$  Па,  $m = 25 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

№	q	x
1	$6,9 \cdot 10^3$	0,3
2	$1,31 \cdot 10^4$	0,3
3	$6,9 \cdot 10^3$	0
4	$6,9 \cdot 10^3$	1

5 - расчет по формуле /7/

близии отвод тепла от верхней и нижней частей термометра-нагревателя можно рассматривать как теплопередачу к пару и жид-кости соответственно, что иллюстрирует вставка на рис. 6. При таком подходе средний по периметру перегрев пленки опреде-ляется как

$$\Delta T(\tau) = \Delta T_{\phi=1}(\tau) \phi + \Delta T_{\phi=0}(\tau) (1 - \phi), \quad /7/$$

где  $\phi = A_r / (A_{ж} + A_r)$  - истинное объемное паросодержание,  $\Delta T_{\phi=0}(\tau)$ ,  $\Delta T_{\phi=1}(\tau)$  - зависимости перегрева теплоотдающей поверхности для

жидкости и газа соответственно. В качестве зависимости истинного объемного паросодержания  $\phi$  от массового расходного паросодержания  $x$  для кольцевых горизонтальных каналов можно использовать выражение /12/, полученное для расслоенных режимов:

$$\phi(x) = \left[ 1 + \frac{1-x}{x} \left( \frac{\rho_{\Gamma}}{\rho_{\text{ж}}} \right)^{4/7} \left( \frac{\eta_{\text{ж}}}{\eta_{\Gamma}} \right)^{1/7} \right]^{-1}, \quad /8/$$

где  $\eta$  - динамическая вязкость. Результаты расчета  $\Delta T(\tau)$  в соответствии с выражениями /7/ и /8/, где в качестве  $\Delta T_{\phi=0}(\tau)$  и  $\Delta T_{\phi=1}(\tau)$  использовались значения кривых 3 и 4, представлены на этом же рисунке кривой 5. Из рис. 6 видно, что соотношение /7/ справедливо только при относительно больших временах - в условиях данного эксперимента при  $\tau \geq 8 \cdot 10^3$  мкс. В начальные моменты времени реальный процесс идет более интенсивно, чем предсказывает модель. Это может быть связано с наличием тонкой пленки жидкости, частично или полностью покрывающей верхнюю образующую тепловыделяющего элемента, что способствует интенсификации теплоотдачи.

Детальное же исследование теплоотдачи при режимах течения, когда взаимное распределение фаз существенно зависит от вертикальной координаты; целесообразно провести с использованием секционированного по периметру тепловыделяющего элемента /8/.

Таким образом, экспериментальные данные и результаты моделирования свидетельствуют о том, что структура двухфазного потока существенно влияет на динамику и интенсивность нестационарной теплопередачи к гелию. При дисперсно-кольцевом режиме четко фиксируемое время перехода к кризису обратно пропорционально плотности теплового потока, что объясняется динамикой высыхания пленки на теплоотдающей поверхности. В условиях эмульсионного и пузырькового режимов зависимости перегрева теплоотдающей поверхности от времени не имеют характерных изломов, которые можно было бы интерпретировать как качественное изменение механизма теплопередачи. Начальный процесс нестационарного кипения при этих режимах течения автомоделен относительно переменных  $[T(\tau) - T_0]/(1-x)$  ;  $q\sqrt{\tau}/(1-x)$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Jackson T. - Cryogenics, 1969, v.9, No.2, p.103.
2. Steward W.G. - Int. J. Heat Mass Transfer, 1978, v.21, No.7, p.863.
3. Steward W.G. - Helium Transient Heat Transfer. Part Two. NBC IR-78, Oct.1, 1977.

4. Жиарратано, Стюард - Теплопередача, 1983, т.105, №2, с.129.
5. Green M.A., Burns W.A., Taylor J.D. - Advance Cryogenics Engineering, 1980, v.25, p.420.
6. Doi Y. et al. - Proc. Eleventh Intern. Cryogenic Engineering Conf., 1986, Berlin, p.424.
7. Jeske V. et al. - Proc. Ninth Magnetic Tehnology Conf., 1985, Zurich, p.32.
8. Минашкин В.Ф. и др. - Препринт ОИЯИ Р10-88-902, Дубна, 1988.
9. Мамедов И.С., Салимов С.Е., Филиппов Ю.П. - Сообщение ОИЯИ Р8-84-156, Дубна, 1984.
10. Карслоу Г., Егер Д. - Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964, с.285.
11. Микляев В.М. и др. - В сб.: Труды 13-й Межд. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987, т.2, с.53.
12. Filippov Yu.P., Mamedov I.S., Selyunin S.Yu. - In: Proc. Twelfth Intern. Cryogenic Engineering Conf., 1988, Butterworths, p.198.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 апреля 1989 года.