

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. К. Андреев, В. И. Деев, В. И. Петровичев,  
Н. М. Шелухина, Режимы теплообмена при пузырь-  
ковом кипении гелия в большом объеме,  
*ТВТ*, 1978, том 16, выпуск 4, 882–884

<https://www.mathnet.ru/tvt6972>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.89

15 мая 2025 г., 00:22:34



Число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери энергии, определялось по методу локального моделирования [1]

$$\text{Re}_T^{**} = \int_{x_1}^x q_w dx [\mu_w c_p (T_w - T_{wa})]^{-1}. \quad (3)$$

На том же графике нанесен расчет по закону теплообмена (1). Видно, что в предложенной обработке градиент давления не влияет на теплообмен в области газовой завесы, так как его влияние вошло в эффективность газовой завесы [6].

На рис. 2 представлены экспериментальные данные по теплообмену в области газовой завесы в виде отношения  $St_g/St^0$  во всем исследованном диапазоне интенсивности вдувания ( $j=0,001-0,04$ ), параметра ускорения потока ( $k=-4 \cdot 10^{-6}-10^{-6}$ ) и для  $x_1=0,16$  и  $0,4$  м. В пределах точности эксперимента (максимальная случайная погрешность в определении безразмерного коэффициента теплоотдачи составляла  $\sim 10\%$ ) продольный градиент давления не влияет на теплообмен в области газовой завесы за проходимым участком в дозвуковом турбулентном пограничном слое.

**Обозначения:**  $x$  — продольная координата;  $x_1$  — длина пронизываемой пластины;  $u$  — скорость;  $T$  — температура;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\rho$  — плотность;  $j=(\rho u)_w/(\rho u)_0$  — интенсивность вдува;  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении;  $q$  — плотность теплового потока;  $I$  — ток;  $V$  — напряжение;  $F$  — площадь нагревателей;  $\text{Re}_T^{**}$  — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери энергии;  $p$  — давление;  $\text{Pr}$  — критерий Прандтля;  $St^0$  — критерий Стантона при  $dp/dx=0$ ;  $St$  — критерий Стантона.

**И н д е к с ы:** 0 — параметры невозмущенного потока;  $w$  — стенка;  $a$  — адиабатный; 1 — конец пронизываемого участка;  $g$  — градиент;  $r$  — радиационный.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
18 I 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Барышев, А. И. Леонтьев, Н. К. Пейкер. Изв. АН СССР, МЖГ, № 2, 1976.
2. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. «Энергия», 1972.
3. J. P. Hartnett, R. C. Birkebak, E. R. G. Eckert. Intern. Heat Transfer Conf., pt. IV, 1961.
4. E. R. G. Eckert. J. Amer. Sci., № 8, 1955.
5. R. A. Seban, L. H. Back. Trans. ASME, Ser. C, 84, 1962.
6. Ю. В. Барышев, А. И. Леонтьев, Н. К. Пейкер, В. И. Рождественский. Изв. АН СССР, МЖГ, № 2, 1975.
7. В. И. Рождественский, Ю. В. Барышев, Н. К. Пейкер. Отчет № 1526, Институт механики МГУ, 1974.
8. Н. К. Пейкер. ТВТ, 15, № 2, 1977.
9. Голдстейн, Шейвит, Чен. Теплопередача, № 3, 87, 1965.

УДК 536.248:546.291

#### РЕЖИМЫ ТЕПЛОБМЕНА ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ ГЕЛИЯ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

Андреев В. К., Дев В. И., Петровичев В. И.,  
Шелухина Н. М.

Интенсивность теплоотдачи при парообразовании в условиях свободной конвекции обычно иллюстрируют с помощью кривой кипения насыщенной жидкости, представленной в координатах тепловой поток  $q$  — температурный напор  $\Delta T$ , где  $\Delta T$  — разность между температурой греющей стенки и температурой насыщения. Вид этой кривой в области пузырькового кипения зависит не только от теплофизических свойств жидкости, но и от физико-химического состояния нагреваемой стенки, которое в значительной степени определяет число действующих на поверхности нагрева центров парообразования. В качестве наиболее вероятных центров парообразования обычно рассматривают существующие на реальной поверхности плохо смачиваемые впадины, в которых могут задерживаться растворенные в жидкости газы или пар,

образующийся при кипении. В связи с этим процесс теплообмена при кипении жидкостей, хорошо смачивающих твердые стенки и не содержащих растворенные газы, должен иметь некоторые особенности. К таким жидкостям относятся гелий, который применяется в качестве хладагента в системах охлаждения различных сверхпроводящих установок и устройств. В некоторых опытах [1-3] уже отмечалось, например, существование гистерезиса кривой пузырькового кипения гелия.

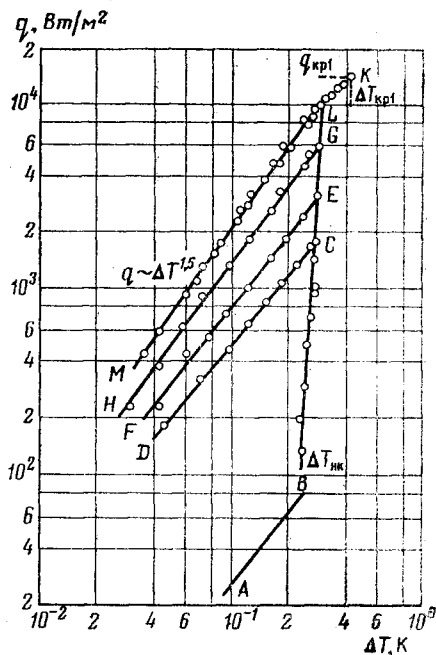
В данной работе исследовалось влияние характера изменения плотности теплового потока на интенсивность теплообмена при кипении гелия в большом объеме в условиях атмосферного давления. Опыты проводили на установке, подробно описанной в [4, 5]. Теплоотдающая поверхность выполнена из меди (МООА ГОСТ 5.1-67) в виде диска диаметром 25 мм; чистота поверхности соответствовала параметру шероховатости  $\bar{R}_z=10,9$  мкм. Относительная погрешность измерения плотности теплового потока составляла 4%, температурного напора  $\sim 10\%$ .

На рисунке представлена зависимость плотности теплового потока от температурного напора, наблюдавшаяся в наших опытах. При малых тепловых потоках ( $q < 10^2$  Вт/м<sup>2</sup>) теплоотдача осуществляется за счет естественной конвекции жидкости без кипения (кривая *AB*). Возникновение кипения на поверхности при значительном для гелия перегреве стенки (в данном случае  $\Delta T_{нк} < 0,2$  К) резко меняет характер зависимости  $q=f(\Delta T)$ . При дальнейшем увеличении теплового потока температурный напор изменяется очень слабо вдоль кривой *BL*. Если в некоторой точке *C* этой кривой прекратить увеличение теплового потока и начать его уменьшение, то температурный напор также будет уменьшаться, но уже по линии *CD*. Увеличивая затем тепловой поток, можно снова достигнуть точки *C*, начиная с которой опять будет наблюдаться крутая зависимость  $q=f(\Delta T)$ . Таким образом, можно получить линии *CD*, *EF*, *GH* и *LM*. При увеличении теплового потока выше значения, соответствующего точке *L*, температурный напор начинает возрастать с несколько большей скоростью, чем на линии *LM*, пока не будет достигнута критическая плотность теплового потока  $q_{кр1}$  и не произойдет переход к пленочному кипению, сопровождающийся резким скачком температуры стенки. Кривизну пузырькового кипения соответствует точка *K*, в которой  $\Delta T = \Delta T_{кр1}$ .

Отмеченные особенности теплообмена при кипении гелия, которые, насколько нам известно, представлены здесь впервые, по нашему мнению, можно объяснить следующим образом\*.

Крутая зависимость  $q=f(\Delta T)$  при  $\Delta T > \Delta T_{нк}$  связана с непрерывной активацией центров парообразования, которая происходит в узком интервале температурных напоров, соответствующих кривой *BL*. Значительно более плавное, чем в режиме активации, изменение интенсивности теплообмена на кривых *CD*, *EF*, *GH* и *LM* свидетельствует о том, что при снижении тепловой нагрузки ранее активированные центры не прекращают своей деятельности, а генерируют пар с меньшей производительностью. При повторном увеличении теплового потока расход пара с каждого активного центра снова возрастает, при этом число центров парообразования остается неизменным до тех пор, пока не будет достигнут перегрев стенки, достаточный для активации новых центров на кривой *BL*.

Устойчивость кипения гелия в области температурных напоров  $\Delta T < \Delta T_{нк}$  может быть связана с задержкой некоторого количества пара в активных впадинах на поверхности нагрева. Если после отрыва парового пузыря жидкость, проникающая во впадину, успеет достаточно прогреться прежде чем она достигнет дна впадины, то начинается процесс интенсивного испарения и жидкость будет удаляться из впадины в результате образования нового пузыря. Поскольку в данном случае рост паровых пузырей происходит из зародышей сравнительно крупных размеров, то кипение ге-



Теплоотдача при кипении гелия в большом объеме

\* Представленное авторами объяснение полученных результатов носит дискуссионный характер, поскольку в настоящее время отсутствуют надежные измерения микрочастиц процесса кипения гелия. (Прим. ред.).

ля возможно при более низких перегревах стенки, чем в режиме активации новых центров парообразования.

Можно предположить, что каждой точке на кривой *BL* отвечает определенное число центров парообразования, которое постепенно нарастает по мере увеличения теплового потока. Вместе с тем увеличивается интенсивность теплосъема и наклон кривых кипения, соответствующих данному числу активных центров. Режим активации заканчивается в точке *L*, где число центров парообразования достигает наибольшего для данной поверхности значения. Поэтому кипение гелия на кривой *KM* может быть названо полностью развитым в отличие от кипения в других режимах, где число действующих центров парообразования меньше. Как видно из рисунка, теплоотдача при развитом пузырьковом кипении при данном перегреве стенки максимальна, а тепловой поток независимо от направления изменения тепловой нагрузки пропорционален температурному напору в степени 1,5 ( $q \sim \Delta T^{1,5}$ ), что хорошо согласуется с результатами, полученными в работах [1–3] для случая кипения гелия при уменьшении мощности нагрева. Небезынтересно, что такая же связь  $q$  и  $\Delta T$  была найдена ранее при исследовании теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении натрия в большом объеме [6]. В опытах с кипением фреона-113 [7] было также установлено, что в области перехода от естественной конвекции к пузырьковому кипению для постоянного числа центров парообразования на поверхности нагрева характерна зависимость  $q \sim \Delta T^{1,33}$ .

Таким образом, представленные опытные данные отчетливо указывают на существование в докритической области кипения гелия двух предельных уровней теплоотдачи от поверхности нагрева к жидкости, находящейся на линии насыщения. Минимальный уровень соответствует режиму естественной конвекции, когда перегрев стенки недостаточен для активации центров парообразования. Максимальная теплоотдача наблюдается при полностью развитом пузырьковом кипении, в этом режиме число центров парообразования достигает наибольшего для данных условий значения. В остальных случаях теплоотдача занимает промежуточный уровень между указанными предельными режимами. В дальнейшем следует более подробно изучить режимы теплоотдачи при кипении гелия в области тепловых потоков и температурных напоров, соответствующих переходу от естественной конвекции к кипению и наоборот.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в редакцию  
11 II 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *D. N. Lyon*. Intern. Adv. Cryog. Engin., 10, 2, 371, 1965.
2. *R. D. Cummings, J. L. Smith*. Bulletin IIF/IIR, Annexe 1966–5, 85, 1966.
3. *L. Bewilogua, R. Knöner, H. Vinzelberg*. Cryogenics, 15, № 3, 121, 1975.
4. *В. К. Андреев, В. И. Деев, В. И. Петровичев*. ТВТ, 14, № 2, 436, 1976.
5. *В. К. Андреев, Ю. В. Гордеев, В. И. Деев, А. Ю. Бажанов, В. И. Петровичев, Н. В. Смирнова*. В сб. Вопросы теплофизики ядерных реакторов, вып. 5. Атомиздат, 1976, стр. 97.
6. *В. И. Деев, Г. П. Дубровский, Л. С. Кокорев, И. И. Новиков, В. И. Петровичев*. Атомная энергия, 22, вып. 1, 49, 1967.
7. *Г. Н. Данилова*. ИФЖ, 11, № 3, 367, 1966.

УДК 536.24

#### РАСЧЕТ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛООБМЕНА В ПАРОГЕНЕРАТОРЕ

*Грачев Н. С., Худаско В. В.*

Рассматриваются методы определения локальных тепловых потоков на теплопередающей стенке парогенератора, обогреваемого натрием. Первый метод основан на решении дифференциального уравнения энергии, для которого в качестве одного из граничных условий используются экспериментальные данные по распределению температуры на теплопередающей стенке парогенератора. Второй метод основан на решении уравнения теплопередачи с использованием экспериментальных данных по распределению температур на адиабатной и теплопередающей стенках парогенератора. В третьем методе для получения удельного теплового потока используется дифференцирование экспериментального распределения температуры адиабатной стенки по длине канала. Проводится сопоставление результатов расчетов, проведенных с использованием этих методов.