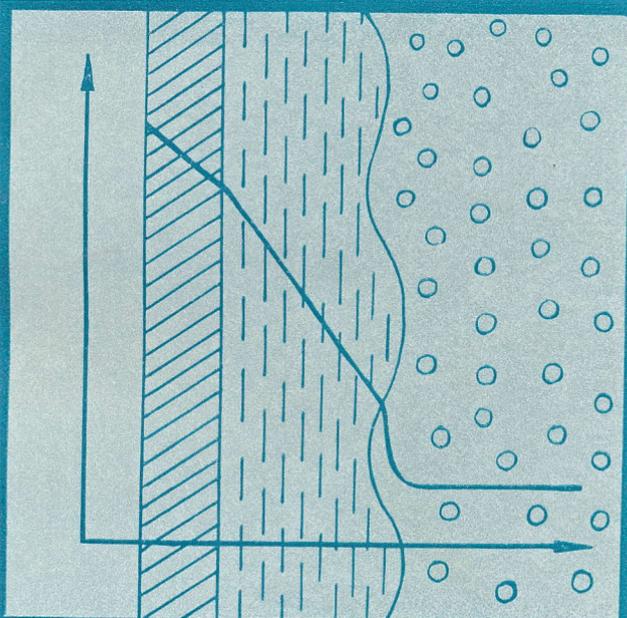


Ю.А. Зейгарник, В.Д. Литвинов

КИПЕНИЕ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В КАНАЛАХ



ИЗДАТЕЛЬСТВО •НАУКА•

Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д. Кипение щелочных металлов в каналах. М.: Наука, 1983.

В книге излагаются вопросы начального перегрева щелочных металлов, устойчивости работы центров парообразования, описывается механизм кипения металлов. Рассматриваются режимы течения двухфазных потоков металла, динамическая устойчивость и методы стабилизации этих течений. Анализируются и обобщаются результаты исследований: 1) теплоотдачи и гидравлического сопротивления при кипении металлов в каналах, 2) критических тепловых потоков и теплообмена в закризисной области.

Книга рассчитана на широкий круг научных работников и инженеров, занимающихся вопросами использования щелочных металлов как теплоносителей и рабочих тел, а также на аспирантов и студентов соответствующих специальностей вузов.

Ил. 72, табл. 9, список лит. 203 назв.

Ответственный редактор

член-корреспондент АН СССР

Б. С. ПЕТУХОВ

ВВЕДЕНИЕ

Основным достоинством щелочных металлов как рабочих тел и теплоносителей энергетических и теплообменных установок является низкая упругость их паров при высоких температурах. Так, в диапазоне температур 700—1000° С давление насыщения паров натрия меняется от 15 до 260 кПа, калия — от 60 до 640 кПа, рубидия — от 120 до 980 кПа и цезия — от 140 кПа до 1,05 МПа. Это обстоятельство позволяет существенно повысить начальные температуры энергетических циклов при сохранении умеренных значений напряжений, возникающих в элементах конструкций под действием внутреннего давления.

Особенно сильным стимулом для проведения исследований в области кипения щелочных металлов послужила начавшаяся в 60-е годы разработка энергетических систем для космических аппаратов, в первую очередь предназначенных для длительных межпланетных полетов. Электрическая мощность таких установок оценивалась в 1—10 МВт, причем наиболее подходящим источником энергии для установок столь значительной мощности является ядерный реактор [1, 2].

Поскольку сброс тепла в условиях космоса может быть осуществлен только путем излучения, то приемлемая масса радиатора может быть достигнута лишь при высокой температуре его панелей 600—700° С и выше, т. е. при достаточно высокой температуре отработанного рабочего тела [1, 2]. В этой ситуации для получения необходимого к.п.д. установки необходимо повышать верхнюю температуру цикла. Тем самым возникают условия, в которых целесообразно использовать в качестве рабочих тел щелочные металлы.

Принципиальная схема космической энергетической установки, работающей по циклу Ренкина, с ядерным реактором изображена на рис. 1. По совокупности технико-экономических показателей признано целесообразным использовать в качестве рабочего тела этих установок калий [1]. К началу 70-х годов основное оборудование тепловой схемы: калиевая турбина, парогенератор, радиатор, реактор были отработаны и прошли стендовые или полетные испытания в течение длительного времени (5—15 тыс. ч) [2]. Освоенный диапазон температур позволяет иметь к.п.д. космических энергетических установок на уровне 15%; их удельная масса в зависимости от мощности установки

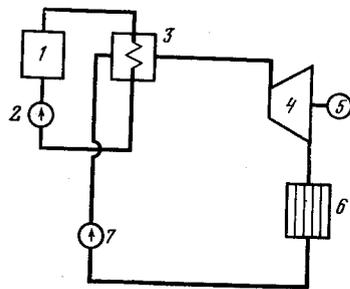


Рис. 1. Принципиальная схема космической энергетической установки [1]

- 1 — ядерный реактор, охлаждаемый жидким литием или натрием;
- 2 — насос;
- 3 — парогенератор калия;
- 4 — турбина;
- 5 — генератор;
- 6 — радиатор-конденсатор;
- 7 — насос

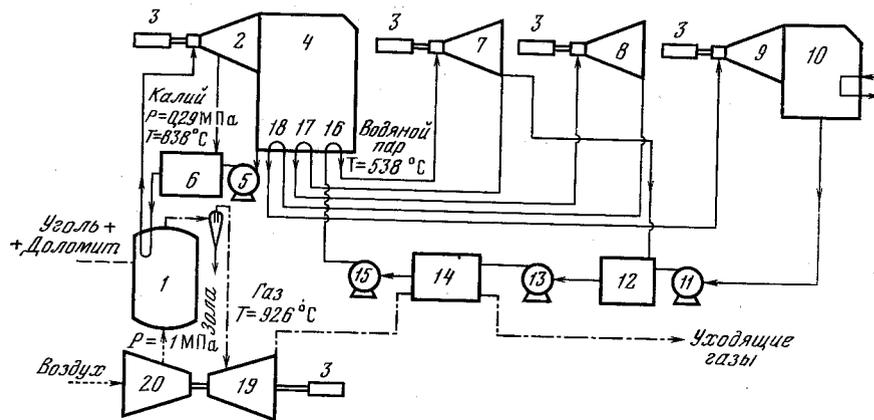


Рис. 2. Тепловая схема комбинированного цикла калий—вода—газовая турбина [6]

- 1 — калиевый парогенератор; 2 — калиевая турбина; 3 — генератор; 4 — конденсатор калия — генератор водяного пара; 5 — калиевый питательный насос; 6 — подогреватель калия; 7 — турбина водяного пара высокого давления; 8 — турбина среднего давления; 9 — турбина низкого давления; 10 — конденсатор водяного пара; 11, 13, 15 — водяной питательный насос соответственно I ступени, II и III ступени; 12 — регенеративный подогреватель питательной воды; 14 — подогреватель питательной воды; 16 — генератор перегретого водяного пара; 17, 18 — 1-й и 2-й промежуточные пароперегреватели; 19 — газовая турбина; 20 — компрессор

и массы радиатора и защиты колеблется в пределах 8—25 кг/кВт. На базе достигнутых показателей в некоторых работах [3] анализируется возможность дальнейшего повышения верхней температуры цикла. Правда, эта возможность в первую очередь связана с успешной разработкой конструктивных материалов, способных работать при этих температурах [3]

Одновременно с совершенствованием циклов космических энергетических установок в ряде работ, в частности в [4—6], выдвинута идея использовать циклы Ренкина на парах щелочных металлов в наземных условиях в качестве надстройки к традиционному пароводяному циклу. В качестве источников энергии рассматривалось как ядерное горючее [4, 5], так и орга-

ническое топливо — сернистый уголь, сжигаемый в целях уменьшения выхода окислов серы в кипящем слое [6]. Схема такой установки показана на рис. 2, а на рис. 3 приведены значения к.п.д. различных циклов. Видно, что предлагаемые циклы позволяют существенно (на 30—35%) увеличить эффективность использования тепла; уменьшится тепловое загрязнение среды в месте расположения электростанции. Оба указанных фактора в современных условиях приобретают большое значение.

Заслуживают внимания предложения использовать кипящий калий или натрий для охлаждения blankets термоядерных установок [7].

Для осуществления всех этих проектов нужны знания о закономерностях кипения щелочных металлов.

Щелочные металлы, и прежде всего натрия, по своим ядерно-физическим и теплофизическим характеристикам являются хорошими, если не лучшими, теплоносителями для реакторов на быстрых нейтронах. Так, натрий широко используется в ряде отечественных и зарубежных быстрых реакторов. Вследствие достаточно плотной упаковки тепловыделяющих стержней в кассетах в быстрых реакторах возникает определенная вероятность частичной или полной закупорки отдельных каналов, сокращения в них расхода до аварийных значений и перегрева теплоносителя с последующим вскипанием и выбросом жидкости из каналов. Оставшаяся на стенках канала жидкая пленка может в этой ситуации испариться, что приведет к перегреву и расплавлению тепловыделяющих элементов с опасностью в отдельных случаях перемещения топлива и образования вторичной критической массы.

В крупных реакторах имеются также предпосылки к возникновению так называемого положительного натриевого коэффициента реактивности, когда при вскипании металла, выбросе жидкости и замещении ее паровой фазой реактивность резко возрастает, и разгон реактора может произойти без образования вторичной критической массы [8].

Указанные проблемы требуют изучения вопросов начального перегрева щелочных металлов и так называемого динамического (пульсирующего) кипения.

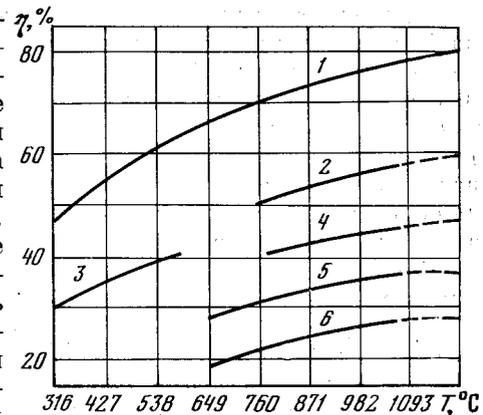


Рис. 3. Термический к.п.д. различных циклов [5]:

- 1 — идеальный цикл Карно;
- 2 — цикл калий—вода—газовая турбина;
- 3 — водяной цикл;
- 4 — бинарный цикл: калий—вода;
- 5 — цикл газовой турбины с рекуператором;
- 6 — простой газотурбинный цикл

При расплавлении тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) произойдет смешение горячего топлива и металла оболочки с более холодным натрием. В ряде случаев аналогичная ситуация приводит к мгновенному повышению давления вследствие спонтанного образования большого числа паровых пузырьков на диспергированных каплях горячей жидкости, т. е. к так называемому, паровому взрыву [9]. Хотя для системы UO_2 —Na паровой взрыв оценивается как крайне маловероятный, изучение вскипания натрия в этих условиях заслуживает внимания.

В последнее время все чаще выдвигается идея использовать кипящие щелочные металлы в высокотемпературных технологических процессах. Возможность реализации высокотемпературных процессов в изотермических условиях, малые расходы теплоносителя и низкие рабочие давления — основные доводы в пользу осуществления этих предложений. Так, при температуре $800^\circ C$ через трубопровод сечением $0,1 м^2$ с насыщенным паром натрия может быть передано более 30 МВт тепла. Лимитирующей, как и в случае реакторов на быстрых нейтронах, является проблема безопасности, и в частности совместимости щелочных металлов с химическими продуктами.

И наконец, процессы фазового перехода щелочных металлов используются в высокотемпературных тепловых трубах — широко применяемом в настоящее время эффективном безнасосном устройстве для передачи больших количеств тепла при малых температурных напорах и средстве стабилизации температуры источника тепла [10].

Необходимость решения этих задач привела к тому, что проблемам, связанным с кипением щелочных металлов, на протяжении последних двух десятилетий уделялось большое внимание. Изучались теплоотдача, режимы течения, гидравлическое сопротивление, кризисы теплоотдачи, начальные перегревы и механизм процесса кипения, вопросы его устойчивости. Все эти проблемы нашли свое отражение в предлагаемой книге, при этом преимущественно анализировался материал, связанный с кипением щелочных металлов в каналах, т. е. в условиях вынужденного движения. Особое внимание уделено механизму передачи тепла в процессе фазового перехода в парометаллическом потоке. В целях общности изложения две главы книги посвящены механизму процесса кипения и закономерностям теплоотдачи и кризиса при кипении в большом объеме.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

a — коэффициент температуропроводности;	z — координата;
c — удельная теплоемкость, концентрация;	α — коэффициент теплоотдачи;
d — производная;	β — коэффициент испарения (конденсации), расходное объемное паросодержание;
D — диаметр;	Δ — приращение параметра, разность значений;
f — частота отрыва пузырей, коэффициент сопротивления трения;	η^{**} — критерий устойчивости Розенау;
g — ускорение свободного падения;	θ — краевой угол, угол наклона оси канала к горизонту;
G — приведенная массовая скорость;	χ — интенсивность массообмена;
i — энтальпия;	λ — коэффициент теплопроводности;
j — поток массы;	μ — динамический коэффициент вязкости, удельный химический потенциал;
k — постоянная Больцмана, коэффициент массообмена, постоянная в законе растворимости Генри;	ρ — плотность;
l — длина канала;	ρw — массовая скорость;
M — молекулярная масса;	σ — поверхностное натяжение;
p — давление;	τ — время, касательное напряжение;
q — плотность теплового потока;	φ — истинное объемное паросодержание, изобарный потенциал;
r — скрытая теплота парообразования;	Φ — параметр Мартинелли—Локкарта;
R — радиус, газовая постоянная;	χ — отношение скоростей капель и пара (скольжение капель);
\bar{R} — универсальная газовая постоянная;	ψ — доля жидкости, приходящаяся на каплю;
S — энтропия;	Ψ — параметр ддува;
t, T — температура;	Gr — число Грасгофа;
U — внутренняя энергия;	Ja — число Якоба;
v — удельный объем;	Nu — число Нуссельта;
w — скорость;	Pe — число Пекле;
W — расход жидкости, работа образования новой фазы;	Pr — число Прандтля;
x — массовое паросодержание, координата;	We — число Вебера.
X — параметр Мартинелли—Локкарта;	

г.п — газовая подушка;
гом — гомогенная среда;
гр — граничное значение;
гс — гидростатический;
ж — жидкость;
к — капли;
кр — критическое значение;
мф — значение параметра на границе раздела фаз;
н — начальное значение;
п — пузырь;
пл — пленка;
ст — значение параметра на стенке;
тр — трение;

уск — ускорение;
я — ядро потока;
l — жидкая фаза;
s — состояние насыщения;
t — турбулентное течение;
v — паровая фаза, ламинарное течение;
' — жидкая фаза на линии насыщения;
" — паровая фаза на линии насыщения;
0 — начальные условия, состояние торможения;
∞ — состояние над плоской поверхностью раздела фаз.

ВСКИПАНИЕ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

ТЕОРИЯ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ

Процесс кипения начинается с возникновения в массе жидкости паровой фазы или, иными словами, с вскипания жидкости. Начальные паровые (или газовые) образования, возникшие и устойчиво существующие в жидкости, носят название зародышей. В отдельных случаях зародыши могут быть внесены в объем жидкости искусственным путем, в частности потоком втекающей жидкости. Перегревы жидкости, сопровождающие появление первого зародыша, носят название начальных, или перегревов вскипания.

Теория образования зародышей (теория нуклеации) достаточно подробно изложена в ряде монографий [1, 2]. В настоящей главе будут приведены лишь некоторые основные сведения из этой теории. Главное же внимание будет уделено факторам, влияющим на вскипание жидких металлов в реальных технических условиях.

Зародыши могут образовываться в объеме жидкости, на взвешенных в ней макроскопических частицах и на поверхности элементов, омываемых жидкостью, в первую очередь на теплоотдающей поверхности. Рассмотрим эти варианты поочередно.

Если мы имеем дело с чистой однородной средой, то в ней зародыши новой фазы возникают спонтанно, т. е. в результате тепловых флуктуаций плотности. Этот процесс называется гомогенной нуклеацией. Он представляет собой как бы «идеальный» (предельный) случай зародышеобразования, когда их появление связано с преодолением максимального энергетического барьера. Во всех остальных ситуациях образование зародышей происходит, как правило, в той или иной степени «облегченных» условиях.

Работа образования сферического пузырька, равная изменению полного термодинамического потенциала системы $\Delta\Phi$, описывается следующим выражением:

$$W = \Delta\Phi = 4\pi R_n^2 \sigma + \frac{4}{3}\pi R_n^3 (p' - p'') + \frac{4}{3}\pi R_n^3 (\mu'' - \mu'), \quad (1.1)$$

где μ' и μ'' — удельные химические потенциалы.

Первое слагаемое учитывает работу образования межфазной поверхности, второе — объемную работу против сил давления, третий — изменение химического потенциала системы (ее свободной энергии $U - TS$). Поскольку рассматриваются очень малые по размерам пузырьки радиусом $10^{-6} - 10^{-5}$ мм, то у них отношение поверхности к объему будет весьма значительным по сравнению с обычными макроскопическими телами. В связи с этим вклад первого слагаемого в величину W оказывается весьма существенным. Второе и третье слагаемые в (1.1) в сумме дают

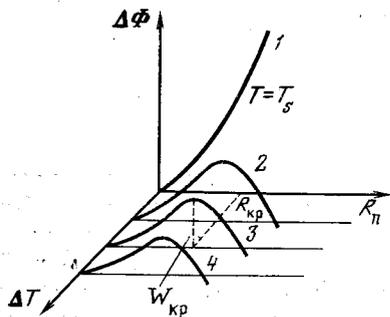


Рис. 1.1. Изменение полного термодинамического потенциала системы жидкость — паровой пузырь с радиусом пузыря

случае к появлению пузырьков должного размера, могут привести значительные, или так называемые гетерофазные, флуктуации.

Первое слагаемое в уравнении (1.1а) всегда положительно, т. е. увеличение размеров пузырька однозначно сопряжено с затратой дополнительной энергии и возрастанием $\Delta\Phi$. Знак второго слагаемого определяется соотношением потенциалов ϕ' — жидкой (исходной) фазы и ϕ'' — паровой (зарождающейся) фазы. Пока $\phi' < \phi''$, т. е. пока исходная фаза термодинамически устойчива, все возникающие в ней паровые пузырьки остаются нежизнеспособными. Они схлопываются и вследствие этого не могут выполнять роль зародышей. Математически это находит свое отражение в том, что значение $\Delta\Phi$ с увеличением R_n монотонно возрастает. Термодинамически устойчивой относительно возникновения паровой фазы, в частности, является жидкость, недогретая до температуры насыщения.

По достижении состояния насыщения ϕ' становится равной ϕ'' , однако работа образования межфазной поверхности еще остается нескомпенсированной и увеличение радиуса пузыря продолжает сопровождаться ростом полного термодинамического потенциала $d\Delta\Phi/dR_n > 0$ (рис. 1.1, кривая 1). Подобная система также оказывается устойчивой относительно возникновения паровой фазы.

Картина меняется при перегреве жидкости, относительно температуры насыщения, соответствующей давлению в жидкой фазе. В этом случае ϕ' больше ϕ'' , второй член в уравнении (1.1а) становится отрицательным и жидкость переходит в так называемое метастабильное состояние. Это состояние определенное время может сохраняться неизменным, но под воздействием флуктуаций в конце концов должно перейти в двухфазную систему, являющуюся термодинамически устойчивой. В метастабильном состоянии при возникновении малых паровых пузырьков радиусом меньше некоторого критического значения R_{kp} (см. рис. 1.1,

изменение изобарного потенциала ϕ или энергии Гиббса. С учетом этого уравнение (1.1) принимает вид

$$W = \Delta\Phi = 4\pi R_n^2 \sigma + \frac{4}{3} \pi R_n^3 \rho'' (\phi'' - \phi'). \quad (1.1a)$$

Небольшие (или, по терминологии Я. И. Френкеля, гомофазные) флуктуации плотности среды не выходят за пределы, совместимые с сохранением исходного состояния системы. К изменению исходного состояния, т. е. в нашем

случае 3) их дальнейший рост должен, как и прежде, сопровождаться ростом потенциала $d\Delta\Phi/dR_n > 0$. Поэтому такие пузырьки также должны схлопнуться. В то же время возникшие в результате флуктуаций пузырьки радиусом более R_{kp} уже оказываются жизнеспособными, их рост будет сопровождаться уменьшением $\Delta\Phi$, и они будут служить зародышами новой фазы. Таким образом, образование зародыша сопровождается преодолением некоторого потенциального барьера W_{kp} , отвечающего возникновению пузырька критического радиуса R_{kp} . Этот потенциальный барьер тем ниже, чем выше перегрев жидкости (последовательный переход от кривой 2 к кривой 4 на рис. 1.1), т. е. чем глубже проникновение в метастабильную область.

Рассмотрим равновесный пузырек с $R_n = R_{kp}$. Потенциал системы в этом случае достигает максимума, т. е. $d\Delta\Phi/dR_n = 0$. Тогда, дифференцируя уравнение (1.1) и приравнявая результат нулю, получаем

$$8\pi R_{kp} \sigma + 4\pi R_{kp}^2 (p' - p'') + 4\pi R_{kp}^2 (\mu'' - \mu') = 0. \quad (1.2)$$

Из условия химического (вещественного) равновесия следует $\mu'' = \mu'$.

Отсюда получаем, что

$$R_{kp} = 2\sigma / (p' - p''). \quad (1.4)$$

Это же соотношение следует из известного условия механического равновесия сферического пузырька $p'' = p' + 2\sigma/R_n$, если допустить, что $R_n = R_{kp}$.

Подставляя (1.3) и (1.4) в (1.1), получаем выражение для работы образования пузырька критического радиуса (зародыша минимального размера)

$$W_{kp} = 16\pi\sigma^3 / 3(p'' - p')^2. \quad (1.5)$$

Если перейти от давления в пузырьке p'' к давлению насыщения p_s над плоской поверхностью раздела фаз при той же температуре, то придем к соотношению

$$W_{kp} = \frac{16}{3} \frac{\pi\sigma^3}{(p_s - p')^2 (1 - v'/v'')^2}. \quad (1.6)$$

Поскольку при давлениях, далеких от критического, что характерно для кипения щелочных металлов, $v' \ll v''$, то выражение (1.5) практически эквивалентно

$$W_{kp} = \frac{16}{3} \frac{\pi\sigma^3}{(p_s - p')^2}. \quad (1.7)$$

Если с помощью уравнения Клапейрона—Клаузиуса

$$dp_s/dT_s = r/T_s v'' \quad (1.8)$$

связать разность давлений $p'' - p'$ вблизи линии насыщения с соответствующей ей разностью температур, т. е. с перегревом

жидкости $\Delta T = T_s(p'') - T_s(p')$, то получим соотношение

$$W_{кр} = \frac{16}{3} \frac{\pi \sigma^3 T_s^2 v''^2}{r^2 \Delta T^2} \quad (1.9)$$

Из (1.9) видно, что с ростом перегрева жидкости, т. е. с углублением в метастабильную область, потенциальный барьер образованию зародыша снижается. Одновременно вследствие роста $p'' - p'$ снижается значение критического радиуса зародыша $R_{кр}$.

При очень больших перегревах достигается такое состояние, когда любое малое возмущение приводит к переходу системы в качественно новое состояние, иными словами, достигается граница существенной неустойчивости, или спинодаль [2]. Соответствующие перегревы являются предельно достижимыми. Согласно теоретическим и экспериментальным данным В. П. Скрипова [2], значения предельных перегревов для воды составляют при 0,1 МПа примерно 320° С (рис. 1.2). Для натрия, согласно оценкам, выполненным в [3], предельный перегрев равен 1060° С. Как будет показано ниже, в реальных условиях начальные перегревы при вскипании оказываются существенно ниже предельно достижимых.

Кроме работы образования критического зародыша при заданном перегреве, метастабильная система характеризуется некоторым средним числом зародышей, образующихся в единице объема в единицу времени I_1 . Величина I_1 описывается формулой Фольмера—Дёринга [4]

$$I_1 = N_1 \sqrt{\frac{6\sigma}{(3-b)\pi m}} \exp\left(-\frac{r}{kT}\right) \exp\left(-\frac{W_{кр}}{kT}\right), \quad (1.10)$$

где $b = 1 - p'/p''$, m — масса молекулы, N_1 — число молекул в единице объема метастабильной жидкости. Параметр I_1 характеризует кинетику процесса вскипания.

Видно, что I_1 непосредственно связано с $W_{кр}$. С ростом перегрева, т. е. степени углубления в метастабильную фазу, значения I_1 возрастают. Изменение температуры жидкости на градусы может вызвать изменение I_1 на порядки. Условно считается, что вскипание возможно при $I_1 > 1 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Расчеты показывают, что спонтанное вскипание в объеме жидкости маловероятно, во всяком случае для его реализации нужны чрезвычайно большие перегревы.

Второй возможной причиной образования паровой фазы может явиться наличие в жидкости взвешенных макроскопических несмачиваемых частиц, где могут существовать заполненные газом углубления, которые будут служить центрами парообразования. В случае достаточно хорошей очистки жидкого металла, в частности от продуктов коррозии контура, подобные взвешенные частицы отсутствуют.

Обратимся теперь к третьему пути вскипания: образованию зародышей на контактирующих с жидкостью поверхностях.

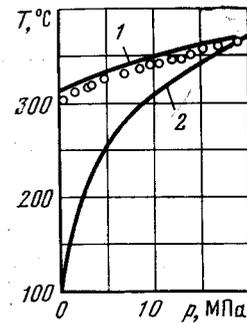


Рис. 1.2. Предельный перегрев воды:

1 — расчет по формуле Фольмера; 2 — температура насыщения; о — опытные данные [2]

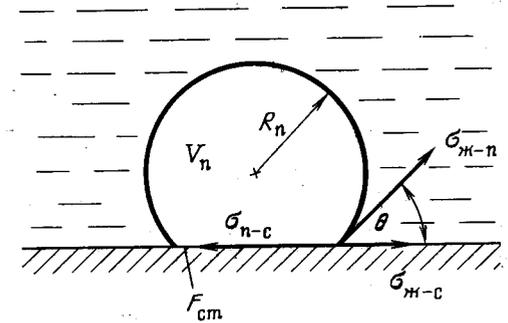


Рис. 1.3. Образование парового зародыша на стенке. Силы, действующие на пузырь

Этот случай, как и второй вариант, относится к гетерогенной нуклеации.

На рис. 1.3 показан паровой пузырь, находящийся на стенке (показан случай смачивающей стенку жидкости). Часть полной поверхности пузыря F приходится на площадь контакта пара с твердой стенкой $F_{ст}$. Поэтому работа образования поверхности парового пузыря (работа адгезии) складывается из работы образования поверхности раздела пар—жидкость $(F - F_{ст})\sigma_{ж,п}$ и работы замещения поверхности раздела жидкость—стенка поверхностью раздела пар—стенка $F_{ст}(\sigma_{п,с} - \sigma_{ж,с})$. Из условия равновесия сил на линии раздела всех трех фаз (см. рис. 1.3) следует

$$\sigma_{п,с} = \sigma_{ж,с} + \sigma_{ж,п} \cos \theta. \quad (1.11)$$

Угол θ носит название краевого угла, или угла смачивания. Как будет показано ниже, его роль в процессах вскипания на твердых поверхностях чрезвычайно велика.

В итоге работу адгезии можно записать как

$$F\sigma \left[1 - \frac{F_{ст}}{F} (1 - \cos \theta) \right], \quad (1.12)$$

где σ — поверхностное натяжение на границе раздела жидкость—пар ($\sigma_{ж,п}$). С учетом (1.12) уравнение (1.1а) для случая образования зародыша на твердой поверхности примет вид

$$W = \Delta\Phi = V_n \sigma'' (\varphi'' - \varphi') + F\sigma \left[1 - \frac{F_{ст}}{F} (1 - \cos \theta) \right], \quad (1.13)$$

где V_n — объем усеченного парового пузырька. В результате соответствующих тригонометрических преобразований приходим к следующему выражению для работы образования зародыша

критического радиуса:

$$W_{кр} = \frac{16}{3} \frac{\pi \sigma^3}{(p'' - p')^2} f(\theta), \quad (1.14)$$

где

$$f(\theta) = \frac{1}{4} (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta). \quad (1.15)$$

Из (1.15) видно, что $f(\theta) \leq 1$, т. е. работа образования зародыша на плоской поверхности равна или меньше работы образования в процессе гомогенного зародышеобразования. При абсолютном смачивании жидкостью поверхности ($\theta = 0$) работа образования зародыша на плоской поверхности равна работе образования зародыша в объеме жидкости, $f(\theta) = 1$. Если поверхность по отношению к выбранной жидкости является абсолютно несмачиваемой ($\theta = 180^\circ$), то $f(\theta) = 0$ и $W_{кр} = 0$. Щелочные металлы при типичных рабочих температурах хорошо смачивают большинство используемых конструкционных материалов. Поэтому для них $f(\theta)$ должна быть близка к единице и условия вскипания щелочных металлов на плоской поверхности должны быть близкими к условиям их вскипания в объеме жидкости.

Можно показать [5], что при одинаковом объеме $V_{ц}$ парового пузырька значение $F_{ст}/F$ окажется больше при образовании зародыша на впадине, нежели на плоской поверхности. И наоборот, значение $F_{ст}/F$ при образовании пузырька на выступе будет меньше, чем на плоской поверхности. Отсюда следует (см. формулу (1.13)), что наиболее вероятным является образование зародышей в углублениях твердой поверхности: трещинах, впадинах микрошероховатости, в искусственных впадинах. Это положение многократно подтверждалось экспериментально. Поэтому большинство поздних экспериментальных и теоретических работ посвящено именно условиям работы впадин как центров, инициирующих фазовый переход.

Естественно, что в первую очередь можно ожидать влияния на начальный перегрев размеров и формы углублений. Однако результаты выполненных со щелочными металлами экспериментов, в частности [6, 7], не подтверждают существования влияния размеров углубления. Так, в [6] значения перегревов натрия при вскипании на зеркальной поверхности с шероховатостью 0,2 мкм и на отпескоструенной поверхности с шероховатостью 6 мкм оказались одинаковыми. Также не было замечено разницы при вскипании калия в шероховатых и электрополированных трубах [7].

Влияние формы углубления (угла при его вершине) на энергию активации показано на рис. 1.4, а [8]. По оси ординат на этом рисунке отложен параметр $k_0 = W_{кр}/W_{кр0}$, равный отношению энергии активации в рассматриваемом углублении к энергии активации пузырька того же радиуса в объеме жидкости (уравнения (1.5), (1.9)). Видно существенное снижение k_0 при перехо-

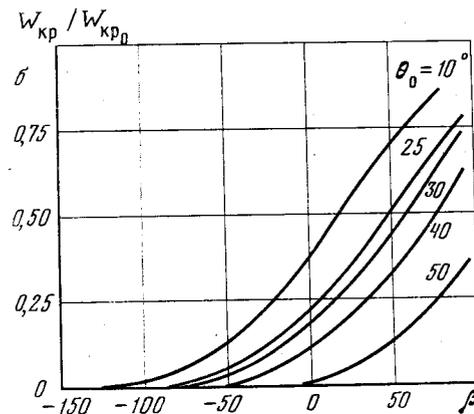
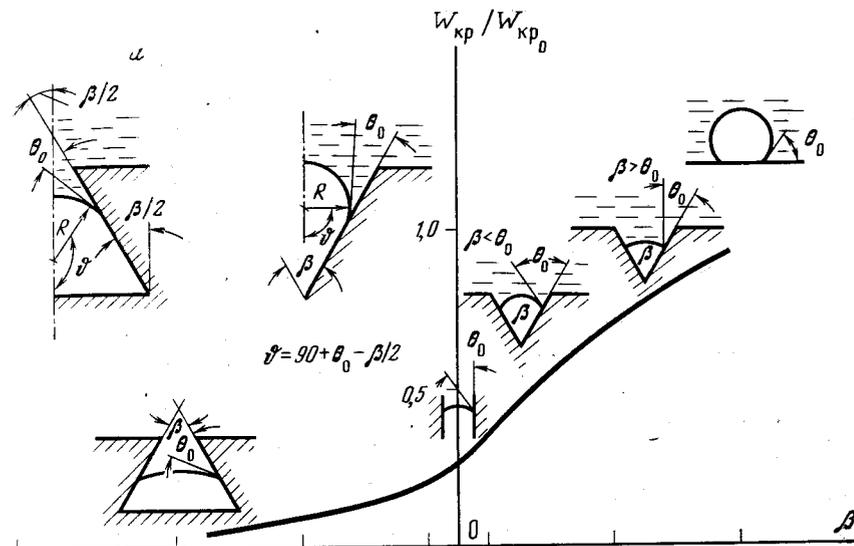


Рис. 1.4. Влияние формы впадины и краевого угла на энергию активации [8]

де от сужающегося конического углубления к так называемой впадине «резервуарного» типа, расширяющейся книзу. Кривая (см. рис. 1.4, а) описывается следующей формулой, справедливой для не очень глубоких впадин:

$$k_0 = \frac{1}{4} [2 - 3 \sin(\theta_0 - \beta/2) + \sin^3(\theta_0 - \beta/2)]. \quad (1.16)$$

При $\beta = 180^\circ$, т. е. в случае вскипания на плоской поверхности, формула (1.16) сводится к формуле (1.15). Рис. 1.4, б иллюстрирует совместное влияние формы углубления и условий смачивания (краевого угла θ_0). Видно, как в одном и том же углублении (неизменное значение β) с ростом краевого угла θ_0 падает значение k_0 , т. е. облегчаются условия вскипания.

Проведенные с помощью сканирующего электронного микроскопа исследования показали наличие на теплоотдающей поверхности очень большого числа трещин, углублений и других дефектов [9]. Эти углубления различаются как по размерам, так и по форме. Естественно ожидать, что от углубления к углублению могут и будут меняться условия смачивания. Поскольку в разных опытах вскипание может происходить не на одних и тех же углублениях, то это приводит к существенному разбросу измеряемых значений перегрева, и о последнем можно говорить лишь как о некоторой статистической величине.

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ ПО НАЧАЛЬНЫМ ПЕРЕГРЕВАМ

В табл. 1.1 и 1.2 представлены достаточно полные, но отнюдь не исчерпывающие сводки экспериментальных данных по начальным перегревам щелочных металлов. Поскольку вынужденная циркуляция вносит дополнительные факторы, влияющие на перегрев, данные по начальным перегревам жидкого металла в условиях естественной конвекции [7, 9—19] и при вынужденной циркуляции [14, 19—29] приводятся раздельно. Обращает на себя внимание чрезвычайно большое различие в опытных данных отдельных исследований. Зачастую большой разброс отмечается в пределах одной и той же работы, особенно при вскипании в большом объеме. Если исходить из приведенных выше соображений, то причина этого разброса кроется в многообразии факторов, определяющих работу впадин, прежде всего условий их смачиваемости и поведения в них мениска.

Интересно отметить, что существенно меняется не только значение перегрева, но и время пребывания металла в перегретом состоянии (1.9), причем последнее также отчетливо увязывается с изменением поверхностных условий (рис. 1.5).

Из рисунка видно, что при одних и тех же значениях температуры металла T_{Na} и его перегрева ΔT_n время пребывания металла в перегретом состоянии τ_w оказывается различным, т. е. о τ_w можно говорить лишь как о некоторой статистической величине. Увеличение температуры холодной ловушки со 120 до 200° С, т. е. увеличение содержания окислов, ведет к росту τ_w .

Рядом авторов [7, 30] были предприняты попытки описать имеющиеся данные по начальным перегревам соответствующими обобщающими соотношениями. Так, приведенная в [7] эмпирическая формула имеет вид

$$\Delta p_n = f_s(T_n) - p_s(T_s) = 0,0105 p_{кр} \quad (1.17)$$

где Δp_n — перепад давлений, отвечающий начальному перегреву $\Delta T_n = T_n - T_s$. Эта формула рекомендуется авторами для калия, натрия, цезия и эвтектического сплава Na—K при вскипании их в условиях большого объема при давлениях до 0,4 МПа.

Таблица 1.1. Опытные данные по начальным перегревам неподвижного щелочного металла и при его вскипании в условиях свободной конвекции

Источник	Металл	Начальный перегрев, °С	Температура насыщения, °С	Условия вскипания	Примечание
[10]	Натрий	240	900	Неподвижный металл. Вскипание на наружной поверхности трубы	—
[10]	Калий	20—820	550—800	То же	—
[11]	Натрий	20—200	700—920	Неподвижный металл. Поверхность из технического инконеля	—
[12]	То же	16—66	600—820	Неподвижный металл	—
[13]	Рубидий	75	680	Свободная конвекция	—
[14]	Натрий	60—150	680—880	Неподвижный металл. Поверхность вертикального стержня диаметром 6—10 мм	—
[15]	То же	50—110	560—880	Неподвижный металл. Инконелевая трубка	Средняя шероховатость поверхности 8 мкм
[16]	»	40—200	600—930	Свободная конвекция. Плоский диск	—
[16]	Калий	60—150	450—800	То же	—
[16]	Цезий	70—120	480—660	»	Деактивация поверхности с предварительным перегревом только T_s
[17]	Натрий	10—510	510—970	Неподвижный металл. Трубка диаметром 6 мм	Средняя шероховатость 5—10 мкм
[17]	То же	14—60	580—960	Свободная конвекция. Плоский никелевый диск диаметром 40 мм	Приняты специальные меры по удалению газа из системы
[18]	»	55—300	680—840	Неподвижный металл. Вертикальная нержавеющая трубка диаметром 25 мм, внешний обогрев	Приняты специальные меры по удалению газа из системы
[19]	»	До 360	До 960	Неподвижный металл	—
[19]	Калий	30—90	710—920	Неподвижный металл. Вскипание внутри нержавеющей трубки диаметром 6 мм	—

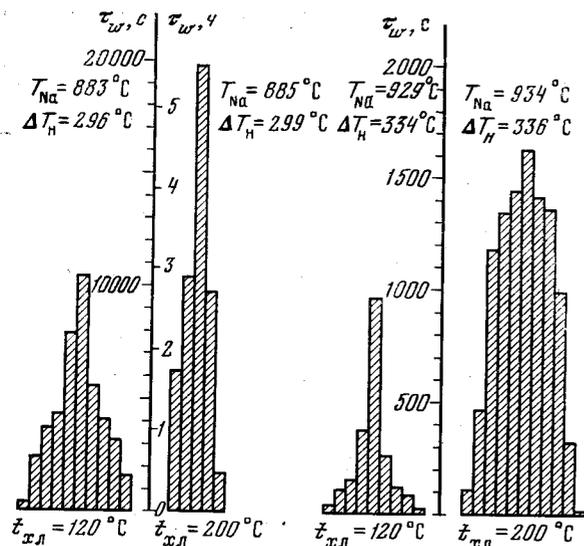


Рис. 1.5. Продолжительность пребывания металла в перегретом состоянии [9]

T_{Na} — средняя температура жидкого натрия; ΔT_H — перегрев стенки; $T_{xл}$ — температура холодной ловушки

В. М. Боришанским с сотрудниками [30] предложено для определения начального перегрева ΔT_H использовать формулу

$$\frac{\Delta T_H}{T_s} = \frac{p_s}{r_0^n} \ln \left[1 + \frac{4s}{p_s D_{кр}} \right], \quad (1.18)$$

непосредственно следующую из уравнений (1.4) и (1.8). В этой формуле неизвестно лишь значение критического диаметра пузыря $D_{кр}$.

Авторами [30] выбрано некоторое характерное значение $D_{кр} = 2,5 \cdot 10^{-6}$ м. При таком выборе формула (1.18) наилучшим образом согласуется с опытными данными, преимущественно ЦКТИ. Для натрия в диапазоне $T_s = 1000-1200$ К формула (1.17) дает значения начального перегрева, равные 300—170 К, соответственно для калия в диапазоне $T_s = 850-1150$ К рассчитанные по этой формуле ΔT_H составят 270—80 К. По формуле (1.18) получают несколько меньшие значения перегрева. В указанном выше для калия диапазоне T_s они составляют 180—65 К. Сопоставляя эти значения с данными табл. 1.1, видно, что обе формулы, приемлемо согласуясь с одними экспериментами, существенно расходятся с другими, т. е. они не учитывают всего многообразия факторов, существенно влияющих на начальный перегрев. Это обстоятельство находит свое отражение и в точности этих формул. Так, согласно данным [7], абсолютная погрешность расчетов по формуле (1.17) составит 30—50° С, т. е. достаточно велика. В целом попыт-

Таблица 1.2. Опытные данные по начальным перегревам щелочного металла при вынужденном движении

Источник	Металл	Начальный перегрев, °С	Температура насыщения, °С	Условия вскипания
[20]	Калий	10—65	700—870	Нержавеющая труба диаметром 10 мм, электрический обогрев
[21]	То же	30—50	680—920	
[22]	»	110—280	760	—
[14]	Натрий	0—55	680—880	—
[23]	То же	До 180 и более	860—920	Нержавеющие трубы диаметром 3,5 и 6 мм, электрический обогрев
[24]	»	До 150		Кольцевой канал диаметром 23,6/12,7 мм, средняя шероховатость 0,35—0,45 мкм
[25]	Калий	До 160	760—860	Змеевики из нержавеющей стали внутренним диаметром 4 и 10 мм. Электрический обогрев
[26]	Натрий	10—70		Кольцевой канал с электрическим обогревом внутреннего стержня
[27]	То же	0—280	880	Труба диаметром 14,9 мм из сплава Хастеллой, электрический обогрев
[49]	Калий	30—90	710—920	Нержавеющая труба диаметром 6 мм, электрический обогрев
[28]	Натрий	0—85	880	Кольцевой канал диаметром 9,4/5,84 мм
[29]	То же	40—130		Труба, индукционный обогрев

ки вывести единую формулу для любых ситуаций, сопровождающих начальное вскипание жидкого металла, следует, по-видимому, расценить как нецелесообразные и бесперспективные.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ УСЛОВИЙ. ТЕОРИЯ ДЕАКТИВАЦИИ ВПАДИН

Перейдем теперь к более детальному анализу процессов, происходящих в углублениях греющей поверхности. Прежде всего остановимся на смачиваемости жидким щелочным металлом стенок впадин. Как указывалось в параграфе, посвященном теории зародышеобразования, смачивание характеризуется краевым углом θ . Более точной характеристикой является $\cos \theta$, поскольку именно он входит во все расчетные соотношения типа уравнений (1.14) и (1.15). В этом плане краевые углы в 10—20° по условиям зародышеобразования весьма близки к нулевым, т. е. к абсолютному смачиванию.

Определенные традиционными способами (методами лежащей капли, наклонной пластины и т. д.) краевые углы при контакте щелочного металла с греющими поверхностями невелики (для Na

и нержавеющей стали он составляет $\sim 20-25^\circ$, для калия $\sim 40^\circ$), если система была нагрета до так называемой критической температуры смачивания (КТС) [31]. Для пары натрия—нержавеющая сталь КТС составляет примерно $350-400^\circ\text{C}$. Если в процессе работы система никогда не достигала КТС, то смачиваемость остается плохой. Улучшение смачиваемости обычно связывается с восстановлением щелочным металлом поверхностной окисной пленки или образованием на границе твердая поверхность—жидкость интерметаллических соединений или твердых растворов, также способствующих хорошему смачиванию.

Снижение степени очистки щелочного металла, сопровождающееся ростом содержания в нем кислорода, ведет к ухудшению смачиваемости и, как следствие, к снижению начального перегрева. Указанное положение иллюстрирует рис. 1.6 [32]. Вместе с тем в работе [9] отмечается, что рост содержания окислов (увеличение рабочей температуры холодной ловушки) ведет к заметному увеличению времени пребывания щелочного металла в перегретом состоянии (см. рис. 1.5). Авторы [9] объясняют этот факт, не согласующийся с установленным влиянием содержания окислов на начальный перегрев, сложностью развития процесса восстановления окислов в углублении во времени. Указанное объяснение представляется недостаточно убедительным.

Известно, что щелочные металлы плохо смачивают такие соединения, как MnO , SiO_2 , MgO , CaO , Al_2O_3 . Вместе с тем включения этих соединений размером от 0,1 до 10 мкм в большом количестве (до 10^7 на см^2) присутствуют в греющих поверхностях, прежде всего в сталях [33]. Кроме того, на границах зерен стали присутствуют нитриды и карбиды железа, также плохо смачиваемые жидким металлом. И если эти включения в силу их малости не скажутся на макроскопическом краевом угле, который, как указывалось выше, не будет превышать нескольких десятков градусов, то ситуация может коренным образом измениться при переходе ко впадинам. Там размеры несмачиваемых включений окажутся соизмеримыми с размерами самих впадин. И если теоретически в силу хорошей смачиваемости железа или никеля щелочной металл должен был заполнить углубление, то на практике мениск, достигнув несмачиваемого включения, как бы «зависает» на нем (рис. 1.7). В итоге в углублении может образоваться полость, свободная от жидкости и заполненная паром или газом. Это обстоятельство послужило отправной точкой для создания ряда весьма близких по исходным посылкам теорий зародышеобразования во впадинах, которые условно можно объединить общим термином как «теория деактивации впадин».

Прежде чем перейти к ее анализу, целесообразно сделать одно существенное замечание. Поскольку смачиваемость непосредственно связана с коррозионными процессами материалов, греющей поверхности, а эти процессы протекают непрерывно, причем их интенсивность все время меняется, то, как справедливо подчеркивал Г. Шульцхайес [34], постоянно будут меняться

Рис. 1.6. Влияние очистки натрия на начальный перегрев [32]

$P = 0,09$ МПа;
1, 2 — $w = 1,4$ м/с;
3, 4 — $w = 1,8$ м/с

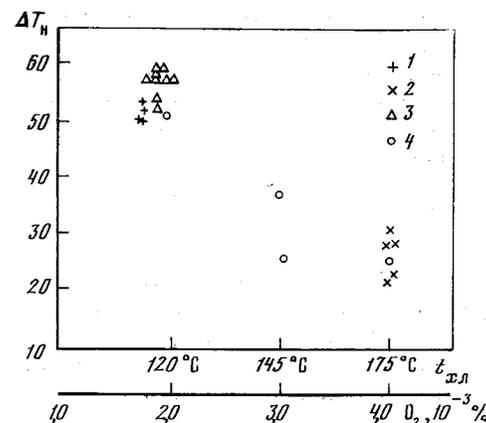


Рис. 1.7. Впадина с несмачиваемым щелочным металлом включением

1 — жидкий металл;
2 — несмачиваемое включение;
3 — смачиваемый основной металл стенок

Рис. 1.8. Поведение мениска во впадине

Рис. 1.6,

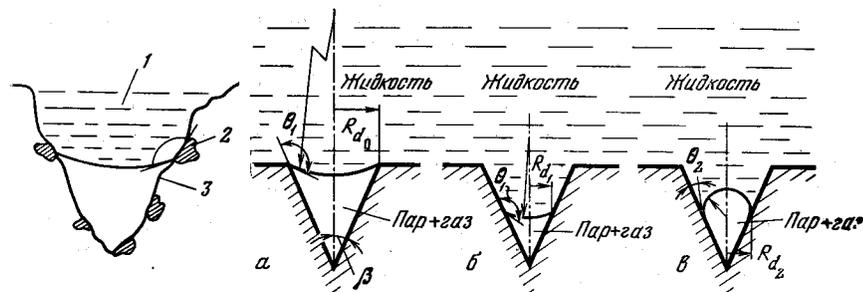


Рис. 1.7.

Рис. 1.8,

и условия смачиваемости. Указанное обстоятельство является одной из главных причин уже отмечавшегося разброса опытных данных, поскольку в настоящее время характеристики локальной смачиваемости не поддаются контролю.

Под теорией деактивации понимается описание условий функционирования впадины как потенциального центра образования зародышей и причин, ведущих к потере впадиной способности образовывать зародыши паровой фазы. Деактивация может быть как полной, так и частичной. Под полной деактивацией подразумевается заполнение жидкой фазой всего углубления, после чего условия вскипания во впадине становятся близкими к условиям вскипания в объеме жидкости. Под частичной деактивацией (обычно именно ее называют собственно деактивацией) подразумевается частичное заполнение жидкостью впадины, при котором у ее вершины остается паровая или газовая фаза.

Основные положения теории деактивации были сформулированы в работах Хольца и Зингера, опубликованных в конце 60-х годов. В этом плане можно упомянуть раннюю публикацию [15] и более позднее сообщение на IV Международной конференции по теплообмену [6]. Ряд положений, дополняющих и развиваю-

ших теорию Хольца—Зингера, содержится в работах Чена [20], Двайера [35], Райтмюллера [9].

На рис. 1.8 показано поведение мениска во впадине. При поступлении жидкости к устью впадины (состояние обозначено индексом i) условия существования мениска (рис. 1.8, а) описываются уравнением

$$p_{li} - p_v(T_{li}) - p_{ai} = \frac{2\sigma'(T_{li}) |\cos(\theta_1 - \beta)|_{T_{li}}}{R_{d0}}, \quad (1.19)$$

где p_l — давление жидкости с учетом гидростатического напора; p_v — равновесное давление насыщения паров металла при температуре заполнения T_{li} ; p_{ai} — парциальное давление инертного газа во впадине в момент нахождения мениска у устья впадины.

Важно подчеркнуть, что одним из коренных положений теории Хольца—Зингера является допущение о несмачиваемости щелочным металлом той части поверхности впадины, которая до рассматриваемого момента находилась вне контакта с жидким металлом, т. е. в зоне действия только паров металла и инертного газа (если он имеется). Правомерность такого допущения была рассмотрена выше. Таким образом, в момент, изображенный на рис. 1.8, а и 1.8, б, мениск оказывается выпуклым в сторону вершины конуса.

При уменьшении температуры до T_{l1} (температура деактивации) и росте давления с p_{li} до p_{l1} (давление деактивации) пузырь погружается в углубление. Предельное погружение мениска характеризуется радиусом сечения, достигаемого в процессе деактивации, R_{d1} (см. рис. 1.8, б). Это состояние определяется соотношением

$$p_{l1} - p_v(T_{l1}) - p_{a1}(T_{l1}) = \frac{2\sigma(T_{l1}) |\cos(\theta_1 - \beta)|_{T_{l1}}}{R_{d1}}. \quad (1.20)$$

Если по достижении мениском положения, характеризуемого радиусом R_{d1} , начать подводить тепло, то он постепенно будет становиться плоским, а затем выпуклым в сторону устья впадины, так как при незначительном перемещении вверх он попадает в зону смачивания (см. рис. 1.8, в). В результате условия существования зародыша пара при температуре поверхности T_w и рабочем давлении в системе p_l будут описываться уравнением

$$p_v(T_w) + p_a^*(T_w) - p_l = \frac{2\sigma(T_w) |\cos(\theta_2 - \beta)|_{T_w}}{R_{d2}}, \quad (1.21)$$

где $p_a^*(T_w)$ — парциальное давление инертного газа в углублении в момент вскипания с учетом изменения его количества за время деактивации (в результате растворения в жидкой фазе или, напротив, выделения из нее).

Очевидно, что максимальное значение разности давлений, стоящей в левой части равенства, соответствует $R_{d2} = R_{d1}$, т. е. моменту начала движения мениска к устью углубления. Эта раз-

ность и дает условие вскипания Δp_H . Из уравнений (1.20) и (1.21) следует

$$p_v(T_w) - p_l = [p_{l1} - p_v(T_{l1}) - p_{a1}] \frac{\sigma(T_w)}{\sigma(T_{l1})} \left| \frac{\cos(\theta_2 - \beta)_{T_w}}{\cos(\theta_1 - \beta)_{T_{l1}}} \right| - p_a^*(T_w). \quad (1.22)$$

При этом давление p_{a1} и исходное количество инертного газа в углублении определяются уравнением (1.19). Используя уравнение Клапейрона—Клаузиуса (1.8), можно найти значение начального перегрева при вскипании ΔT_H , соответствующее разности давлений $p_v(T_w) - p_l$. Дальнейший анализ сводится к оценке значений параметров, входящих в уравнение (1.22), и степени их влияния на Δp_H , а тем самым и на ΔT_H .

Уравнение (1.22) не содержит какого-либо параметра, характеризующего шероховатость поверхности. Отсюда следует, что ΔT_H не должен зависеть от шероховатости, что, как уже говорилось, подтверждается экспериментами.

Из уравнения (1.22) также следует, что с ростом давления деактивации p_{l1} и снижением температуры деактивации T_{l1} значение начального перегрева должно возрасти. Первое положение подтверждается экспериментами, тогда как опытные данные о влиянии T_{l1} оказались противоречивыми. Объяснение этому следует искать в том, что, как видно из уравнения (1.22), решающим фактором является количество газа, захваченного углублением и сохранившегося в нем, что находит свое отражение в значениях p_{a1} и $p_a^*(T_w)$. Особенно возрастает роль инертного газа при малых температурах деактивации T_{l1} (член $p_v(T_{l1}) \rightarrow 0$) и низких рабочих давлениях, когда резко возрастает производная dT_s/dp_s , и одному и тому же значению $\Delta p_H = p_v(T_w) - p_l$ будет отвечать значительно большее значение ΔT_H .

При отсутствии инертного газа p_{a1} и p_a^* равны нулю, и уравнение (1.22) принимает вид

$$p_v(T_w) - p_l = [p_{l1} - p_v(T_{l1})] \frac{\sigma(T_w)}{\sigma(T_{l1})} \left| \frac{\cos(\theta_2 - \beta)_{T_w}}{\cos(\theta_1 - \beta)_{T_{l1}}} \right|. \quad (1.23)$$

Поскольку с ростом температуры поверхностное натяжение падает, то $\sigma(T_w) < \sigma(T_{l1})$. При характерных для натрия и калия перегревах 0—350 °С (см. табл. 1.1) отношение $\sigma(T_w)/\sigma(T_{l1})$ лежит в пределах 0,65—1,00. С другой стороны, при $\beta = 0$ (цилиндрическое углубление) характерные значения отношения $(\cos(\theta_2 - \beta)_{T_w})/\cos(\theta_1 - \beta)_{T_{l1}}$ колеблются от 1,3 до 2. Тем самым коэффициент

$$B = \frac{\sigma(T_w)}{\sigma(T_{l1})} \left| \frac{\cos(\theta_2 - \beta)_{T_w}}{\cos(\theta_1 - \beta)_{T_{l1}}} \right| \approx 1 - 2.$$

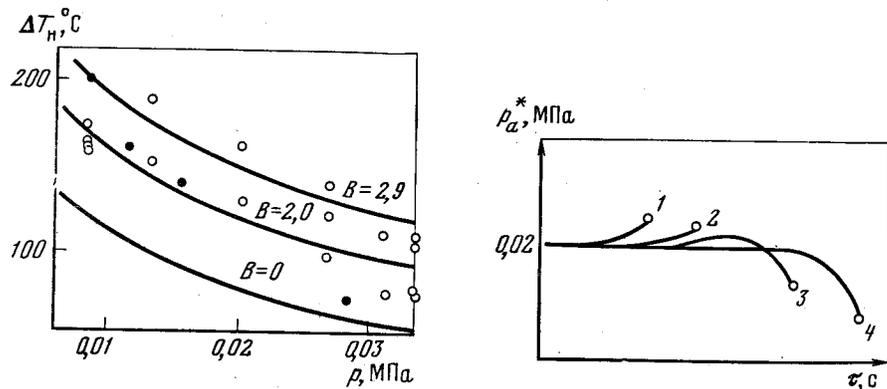


Рис. 1.9. Влияние предыстории на начальный перегрев [48]. Условия деактивации: $p_{i1} = 0,034$ МПа; $T_{i1} = 540^\circ\text{C}$

○ — опыты по вскипанию при снижении давления в системе; ● — то же при увеличении температуры

Рис. 1.10. Изменение во времени парциального давления инертного газа в углублении [36]

$R_{\text{вп}} = 3,4$ мкм, $p_i = 0,1$ МПа, толщина слоя жидкого металла $z = 305$ мкм.
1 — $q = 316$; 2 — 158; 3 — 38; 4 — 16 Вт/см^2

Хольц, Фауске и Эгген поставили специальный эксперимент для определения ΔT_n для натрия в условиях отсутствия в металле инертного газа [48]. При этом в отличие от большинства экспериментов по вскипанию в большом объеме рабочее давление в системе создавалось не газом, а электромагнитным насосом. Результаты эксперимента показаны на рис. 1.9. Видно, что опытные точки лежат около кривых, рассчитанных по уравнению (1.23), и соответствуют значениям $B = 1,3-3,5$, причем основная масса точек тяготеет к кривой $B = 2,9$. Это неудивительно, поскольку в большинстве случаев угол при вершине углубления отличен от нуля, что вызывает рост коэффициента B и ΔT_n . Уместно подчеркнуть, что изменение β от 0 до 10° приведет к росту B в несколько раз. Отсюда следует, что даже в столь «рафинированных» условиях, как эксперимент в отсутствие инертного газа, вполне естественно ожидать значительный разброс опытных данных по ΔT_n , что и наблюдается на практике.

Еще большую неопределенность вносит вопрос о парциальном давлении инертного газа. Количество инертного газа достаточно хорошо известно лишь в момент заполнения установки жидким металлом, когда объем инертного газа равен объему впадины $V_{\text{вп}}$ и его количество G_{ai}^0 легко определить из известного уравнения Клапейрона, используя для расчета p_{ai} уравнение (1.19):

$$p_{ai} V_{\text{вп}} = G_{ai}^0 \frac{R}{M} T_{i1} \quad (1.24)$$

Естественно, что в этом случае значение p_{ai} достаточно высо-

ко. Соответственно весьма низкими в момент первого вскипания будут ΔT_n . И действительно, как отмечалось многими экспериментаторами, в частности авторами книги [23], ΔT_n при первом вскипании практически почти всегда близок к нулевому. Поскольку с ростом температуры растворимость инертного газа в щелочном металле увеличивается, это приводит к постепенному выносу газа из углубления и действительное G_a будет меньше G_{ai}^0 . Соответственно упадут p_{a1} и p_a^* и вырастут перегревы при вскипании щелочного металла.

Зингер и Хольц [36] провели анализ диффузии газа в слое жидкого металла в процессе его прогрева, приняв ряд упрощающих допущений, в частности, заменив реальные углубления неким условным тонким парогазовым слоем (рис. 1.10). Точки на правых концах кривых отвечают моменту появления парового пузырька (вскипанию). С одной стороны, по мере прогрева системы и роста температуры p_a^* должно увеличиваться (при неизменном количестве газа в углублении). Однако одновременно происходит убыль газа из углубления вследствие диффузии, вызывающая снижение p_a^* . Чем дольше осуществляется прогрев (чем ниже q), тем больше газа диффундирует из углубления. Различные соотношения интенсивности двух указанных процессов приводят к разным значениям p_a^* в момент вскипания и неоднородному изменению ΔT_n с тепловым потоком (скоростью прогрева системы).

В работе Холланда и Уинтертона [37], развивающей работу [36], анализ диффузии газа выполнен для конической впадины, т. е. для условий, более близких к реальным. В итоге авторами получено следующее выражение, описывающее изменение во времени парциального давления газа в углублении:

$$p_a^* = p_{ai} \frac{T_w}{T_{i1}} e^{\alpha^2 D \tau} \operatorname{erfc}[\alpha \sqrt{D \tau}], \quad (1.25)$$

где

$$\alpha = F_{\text{мен}} \bar{R} T / k_g(T) M V_{\text{вп}}$$

В этой формуле $F_{\text{мен}}$ — площадь поверхности мениска в погруженном во впадину состоянии; $V_{\text{вп}}$ — объем парогазового пространства в этом состоянии; k_g — константа в законе Генри; D — коэффициент диффузии газа в жидком металле.

Естественно, что воспользоваться этой формулой можно, лишь зная $V_{\text{вп}}$, что в принципе трудно реализуемо. Значение p_{ai} также достаточно неопределенно. Оно более или менее точно известно, если система выдерживалась длительное время при известной температуре. Эта выдержка должна быть достаточной для достижения равновесия в системе (при температуре, близкой к T_s , это часы, а при больших недогревах до T_s — дни), и тогда p_{ai} будет равно давлению защитного газа над слоем жидкости.

В табл. 1.3 приведены характерные времена, за которые концентрация газа в углублении снижается вдвое. Видно, что повы-

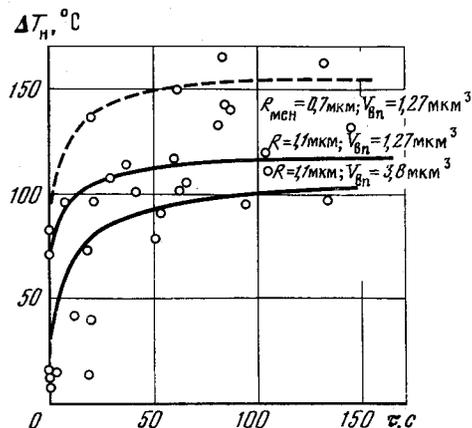


Рис. 1.11. Зависимость перегрева от времени деактивации [37]

$T_{11} = 800^\circ\text{C}$;
 $T_s = 881^\circ\text{C}$; — — расчет по уравнению (1.25)

Рис. 1.12. Влияние продолжительности и характера деактивации на перегрев при вскипании [7]

а — диаграмма процесса деактивации;
 б — гистограмма начальных перегревов без предварительной деактивации выдержкой в перегретом состоянии, $p = \text{const}$;
 в — гистограмма начальных перегревов после предварительной деактивации выдержкой в перегретом состоянии
 $\Delta T_p = 30-50^\circ\text{C}$

шение температуры выдержки (деактивации) существенно ускоряет процесс выноса газа, что обусловлено быстрым ростом коэффициента диффузии D с температурой.

Характерное для деактивации в условиях вынужденного течения турбулентное перемешивание жидкости дополнительно существенно интенсифицирует процесс потери газа углублением.

На рис. 1.11 представлены экспериментальные данные [37], иллюстрирующие влияние времени выдержки. Там же приведены расчетные кривые, полученные с использованием уравнения (1.25) при некоторых логически оправданных значениях $R_{\text{мен}}$ и $V_{\text{вп}}$. Видно, что со временем ΔT_n приближается к некоторому асимптотическому значению. Со снижением T_{11} время выхода на асимптоту возрастает.

С учетом вышесказанного большой интерес представляют наблюдения А. И. Леонова, В. Ф. Приснякова с сотрудниками [7]. В их эксперименте деактивация впадин осуществлялась двумя путями (рис. 1.12, а). В одном случае она велась без предва-

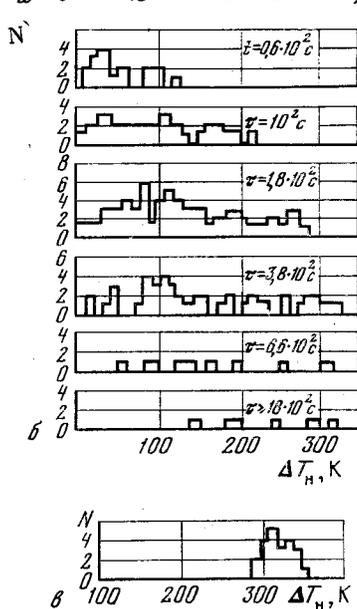
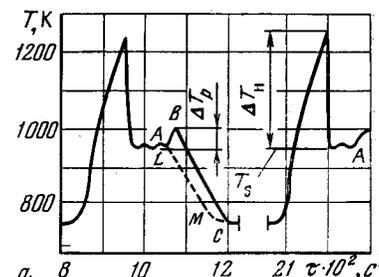


Таблица 1.3. Характерный временной масштаб потери газа углублением [37] *

Температура деактивации, °C	Время уменьшения вдвое концентрации газа в углублении, с		Температура деактивации, °C	Время уменьшения вдвое концентрации газа в углублении, с	
	аргон	гелий		аргон	гелий
500	200 000	300	800	40	0,7
600	6 000	30	900	6	0,1
700	400	4	1 000	1	0,02

* Расчеты выполнены для условного углубления с парогазовым объемом в виде конуса с радиусом основания 1 мкм и высотой 5 мкм.

рительной выдержки жидкого металла в перегретом состоянии (линия $ALMC$), в другом — с соответствующей выдержкой при некотором перегреве $\Delta T_p = 30-50^\circ\text{C}$ (участок AB линии ABC).

Рис. 1.12, б и 1.12, в иллюстрируют полученные результаты. Увеличение продолжительности деактивации (см. рис. 12, б) приводит к росту как среднего, так и (при $\tau \leq 180$ с) максимального значений ΔT_n . Выдержка жидкого металла в перегретом состоянии также приводит к росту среднего значения ΔT_n . Можно полагать, что указанные тенденции в определенной степени связаны с выносом газа.

В этой же работе было показано, что добавление в эвтектический сплав $\text{Na} - \text{K}$ малых количеств бензина или воды на определенный период времени приводит к снижению ΔT_n . В первом случае высокие значения ΔT_n восстанавливаются после 6-7 вскипаний, во втором — после примерно 40 вскипаний. Последнее связывается авторами с образованием в эвтектике хорошо растворимых гидридов натрия и калия.

Столь же характерны опытные данные, полученные Зингером [38]. Автор замораживал натрий в установке. При этом по мере охлаждения жидкого металла растворимость газа в жидкой фазе уменьшалась, и он насыщал углубления. Значения ΔT_n во время первого вскипания после расплавления металла всегда были заметно ниже, чем при последующих, начальный перегрев нарастал от опыта к опыту и после 3-4 вскипаний выходил на некоторый постоянный уровень.

Еще более интенсивно углубление теряет газ в процессе кипения, поскольку каждый отрывающийся паровой пузырь уносит с собой определенную долю инертного газа. Восполнение этих потерь может происходить только путем диффузии газа через слой жидкости от газовой подушки, т. е. в результате существенно более медленного процесса. В итоге деактивация кипячением является наиболее глубокой и наиболее эффективной. Об этом свидетельствуют опытные данные [6, 10, 11] по вскипанию в боль-

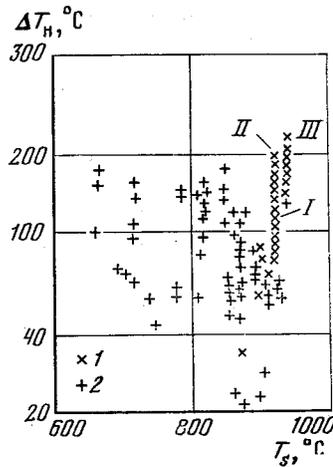


Рис. 1.13. Влияние продолжительности кипения на начальный перегрев при вскипании [10]

I — через 15—16 дней;
 II — через 18—22 дня;
 III — через 27—29 дней;
 1 — данные [10]; 2 — данные [11]

«ползание»). Большая продолжительность пребывания мениска в углублении (иными словами, большое время задержки до вскипания, зависящее от формы углубления, поверхностных условий и условий прогрева установки) являет собой еще один дополнительный, практически не поддающийся контролю фактор, влияющий на ΔT_n .

ВСКИПАНИЕ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОГО ТЕЧЕНИЯ

Влияние указанных выше факторов на начальный перегрев, естественно, сохраняется и в случае вскипания щелочного металла в условиях вынужденного течения. Однако при этом добавляется еще один, причем существенный, фактор — скорость движения жидкого металла. В опытах ряда авторов [14, 26, 29, 40] отмечалось весьма ощутимое снижение ΔT_n с ростом скорости. Из рис. 1.14, на котором представлены данные [26], видно, что [увеличение скорости с 0,2 до 2,5—3 м/с снижает ΔT_n с 70 до 20° С. В работе [14] увеличение числа Re в 5 раз (с $8 \cdot 10^3$ до $4 \cdot 10^4$) сопровождалось снижением ΔT_n с 50—80 до 10—20° С. В качестве объяснения этого факта авторами [14, 40] выдвигалась гипотеза, что скорость течения влияет на перегрев через усиление турбулентных пульсаций в потоке. Подобное объяснение выглядит неубедительным и справедливо подвергалось критике со стороны

шом объеме, которые показали существенное возрастание начального перегрева от опыта к опыту (рис. 1.13). На этом рисунке в вертикальной цепочке точек, отвечающих неизменному значению T_s , более высоко расположены точки, полученные после продолжительного кипения. Об этом же свидетельствуют данные ИВТАН [23], полученные в условиях вынужденного течения натрия в трубе. Наибольшие стабилизовавшиеся значения начального перегрева, приведенные в табл. 1.1, по-видимому, соответствовали случаям полной потери газа углублениями.

Класс [39] и Райтмюллер [9] обратили внимание еще на одно, по-видимому, немаловажное обстоятельство. Поскольку перемещение мениска происходит в весьма узких щелях, заметную роль начинают играть динамические факторы. Согласно их оценкам, время прохождения мениска по углублению оказывается весьма значительным (в работе [9] перемещение характеризуется как

Рис. 1.14. Влияние скорости течения металла на начальный перегрев при вскипании [26]

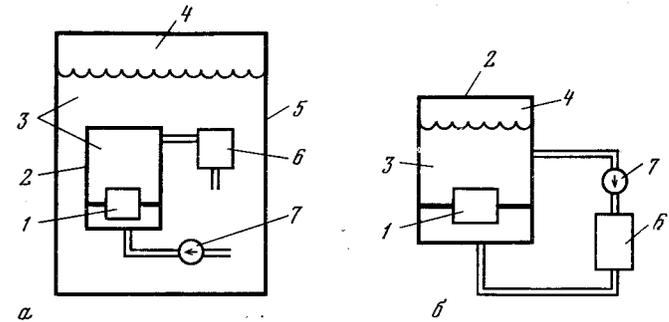
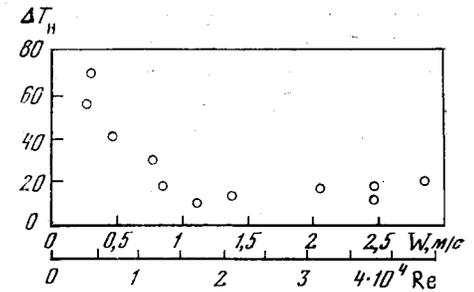


Рис. 1.15. Типичные схемы реакторов, охлаждаемых жидким натрием
 а — реактор погруженного типа; б — реактор петлевого типа; 1 — активная зона; 2 — корпус реактора; 3 — жидкий натрий; 4 — газовый бланкет; 5 — корпус установки; 6 — теплообменник; 7 — насос

ряда исследователей, которые утверждали, что отмеченное влияние скорости является кажущимся, маскирующим другие процессы, ответственные за снижение начального перегрева [41]. В частности, отмечалось, что в реальных установках вскипание может происходить в отдельных точках контура, наиболее благоприятных для реализации этого процесса (поры сварочных швов, фланцевые соединения, отборы давления и вводы термпарных гильз и т. п.). Перегрев в этих точках может быть весьма низким (близким к нулевому) и не зависящим от скорости потока. В то же время температура жидкого металла на выходе из рабочего участка в соответствии с тепловым балансом естественно зависит и от скорости потока, и от плотности тепловыделения на рабочем участке. Однако именно разность температуры среды или стенки в этой наиболее горячей точке контура и температуры насыщения зачастую принимается за ΔT_n , хотя она является фиктивной величиной.

В результате последующих работ [42, 43] было выяснено еще одно (решающее) обстоятельство. Оно связано с поведением инертного газа в системе. Рассмотрим две типовые схемы, характерные как для реальных установок, так и для экспериментальных контуров. Эти схемы показаны на рис. 1.15. Основное отличие со-

стоит в том, что в установке погружного типа (рис. 1.15, а) основной объем натрия пребывает примерно при температуре входа металла в активную зону, тогда как в установке петлевого типа (рис. 1.15, б) — при температуре выхода из активной зоны. Остановимся сначала на поведении газа в установке погружного типа. При достаточно большой продолжительности работы жидкий металл в баке оказывается насыщенным защитным газом. Концентрация газа в металле c определится законом Генри

$$c = k_g(T_{г.п}) p_{г.п}, \quad (1.26)$$

где k_g — константа растворимости.

Если далее принять, что при прохождении по тракту насосотрубопровод до активной зоны концентрация газа в растворе c не успевает измениться, то придем к соотношению, связывающему концентрацию газа в жидком металле c парциальным давлением газа в углублениях теплоотдающей поверхности активной зоны:

$$c = k_g [T(x)] p_a^*(x), \quad (1.27)$$

где x — текущая координата теплоотдающей поверхности.

Комбинируя (1.26) и (1.27), получим

$$p_a^*(x) = \frac{k_g(T_{г.п})}{k_g[T(x)]} p_{г.п}. \quad (1.28)$$

Подставляя это значение $p_a^*(x)$ в приведенное ранее выражение (1.22), определяющее начальный перегрев при вскипании, и учитывая изменения этого парциального давления с ростом температуры от $T(x)$ до $T_w(x)$ при неизменном количестве газа, получим

$$p_v[T_w(x)] - p_l(x) = \left\{ p_c(x) - p_v[T(x)] - \frac{k_g(T_{г.п})}{k_g[T(x)]} p_{г.п} \right\} \times \\ \times \frac{\sigma[T_w(x)]}{\sigma[T(x)]} \left| \frac{\cos(\theta_2 - \beta)_{T_w}}{\cos(\theta_1 - \beta)_{T_l}} \right| - \frac{T_w(x)}{T(x)} \frac{k_g(T_{г.п})}{k_g[T(x)]} p_{г.п}. \quad (1.29)$$

Важно подчеркнуть одно обстоятельство. По мере прохождения по контуру жидкий металл ни в одной точке до конца активной зоны не оказывается пересыщенным инертным газом, и в рассматриваемом тракте выделение пузырьков газа отсутствует. Оно может произойти только в теплообменнике, откуда пузыри поступят в объем жидкого металла, всплывут к поверхности раздела и выйдут в бланкет. Тем самым поведение углублений теплоотдающей поверхности будет в большей степени таким же, как и при вскипании в большом объеме, и в этой ситуации следует ожидать значительных начальных перегревов.

На рис. 1.16 показано рабочее распределение температур вдоль кассеты реактора EBR — II (кривая 4), а также распределение этой температуры в момент вскипания при закупорке кассеты. Необходимые перегревы ΔT_n рассчитывались согласно (1.19) и (1.22). Видно, что требуемая величина начального перегрева

изменяется от 47°C на входе в активную зону до 112°C в середине ее и 80°C на выходе из активной зоны. Значения ΔT_n оказываются весьма большими.

Иная ситуация складывается в реакторе петлевого типа (см. рис. 1.15, б) и в аналогичных ему экспериментальных установках. Как прежде, жидкий металл в объеме корпуса насыщен газом (см. уравнение (1.26)). Его концентрация равна $c_{г.п}$. Однако, поступив в теплообменник, жидкий металл начинает охлаждаться и оказывается пересыщенным газом, поскольку растворимость газа с уменьшением температуры снижается, как это видно из следующей формулы, описывающей растворимость аргона в натрии [44]:

$$\lg k_g = 1,08 - 4962 T^{-1}. \quad (1.30)$$

В этих условиях на стенках теплообменника и расположенных ниже по течению трубопроводов начнется высаживание газовых пузырьков, которые, достигнув определенного размера, оторвутся от поверхности и будут уноситься в контур и далее в активную зону.

Связь между концентрацией газа в жидком металле в теплообменнике и давлением газа в углублениях поверхности теплообменника определяется как

$$c_{г.п}(x) = k_g [T(x)] p_a(x). \quad (1.31)$$

Если отношение $Y = c_{г.п}(x)/c_{г.п} < 1$, то в теплообменнике происходит выделение газа из потока металла. При $Y > 1$ выделения газа не наблюдается.

Так же, как и в случае образования паровых зародышей, выделение газовых пузырьков более вероятно в углублениях стенки, нежели в объеме жидкости. Условие способности углубления генерировать пузыри газа записывается следующим образом:

$$p_v[T(x)] + \frac{k_g(T_{г.п}) p_{г.п}}{k_g[T(x)]} > p_l(x) + \frac{2\sigma [T(x)] \cos(\theta_2 - \beta)}{R(x)}, \quad (1.32)$$

где

$$R_x = \frac{2\sigma [T(x)] |\cos(\theta_1 - \beta)|}{p_l(x) - p_v[T(x)] - p_{г.п}}.$$

В данном случае используются те же обозначения, что и при описании работы впадины в процессе деактивации (см. рис. 1.8): θ_1 — краевой угол во впадине при заполнении ее металлом, θ_2 — краевой угол при перемещении мениска вверх по уже смоченной поверхности углубления. Таким образом, правая часть уравнения (1.32) дает давление парогазовой смеси в находящемся во впадине пузырьке критического радиуса — значение, которое нужно превысить для обеспечения генерации газовых пузырей.

Обычно температура в теплообменнике такова, что величиной $p_v [T(x)]$ можно пренебречь, и тогда уравнение (1.32) упростит-

ся (при этом нужно также иметь в виду, что $\cos(\theta_2 - \beta) \approx 1$):

$$\frac{k_g(T_{г.п}) P_{г.п}}{k_g(T(x))} > p_l(x) + [p_l(x) - p_{г.п}] \frac{1}{|\cos(\theta_1 - \beta)|}. \quad (1.32a)$$

Максимальное количество газа, которое может выделиться из жидкости в теплообменнике,

$$\Delta c_{\max} = c_{г.п} - c_{то}^{\text{вых}} = k_g(T_{г.п}) P_{г.п} - k_g(T_{то}^{\text{вых}}) p_l^{\text{вых}}, \quad (1.33)$$

где $c_{то}^{\text{вых}}$ — равновесная концентрация растворенного газа в потоке жидкости на выходе из теплообменника. Естественно, что в силу весьма вероятной заметной неравновесности процесса Δc_{\max} достигается не всегда.

В работе [43] установлено, что при скорости потока жидкости 1 м/с уносятся пузыри размером 100 мкм. Время роста первого газового пузыря в углублении технически гладкой поверхности до достижения им отрывного диаметра около часа. По достижении равновесия генерируется около 10 пузырей в секунду. С ростом скорости потока размер пузырей уменьшается, а частота их генерации возрастает. Плотность пузырьков в потоке может достигать 10^4 — $10^5/\text{м}^3$. При наличии в потоке жидкости газовых пузырей ее вскипание должно происходить практически при нулевых перегревах, поскольку эти газовые пузыри выполняют роль зародышей.

Приведенные выше положения хорошо подтверждаются экспериментальными данными [23, 25, 45]. Принципиальная схема использовавшейся в [23 и 45] установки изображена на рис. 1.17. Видно, что она аналогична реактору погружного типа. Контакт защитного газа и жидкого натрия происходил в холодной точке контура — бачке 3, установленном на входе в насос 4. Если в конденсаторе 2 и происходило какое-то выделение газа, то в бачке 3 пузырьки газа всплывали на поверхность. В элементах 1, 4, 5 газ выделяться не мог. В итоге в технически гладкой нержавеющей трубе при Re до $1,2 \cdot 10^4$ перегревы в 150 — 180°C оказались недостаточными для вскипания натрия. В трубе с искусственными впадинами резервуарного типа (они подробно описаны в главе 2) начальные перегревы были заметно ниже, они составляли 30 — 40°C . В то же время в отдельных опытах ΔT_n оказались очень малыми, близкими к нулевым, с другой стороны, в ряде экспериментов наблюдались высокие перегревы 70 — 110°C (рис. 1.18), т. е. сохранялась характерная для вскипания в углублениях теплоотдающей поверхности статистическая картина распределения ΔT_n .

Подача на вход рабочего участка малых количеств инертного газа ($0,004$ — $0,003\%$ от весового расхода натрия) приводила к снижению ΔT_n до нуля. Частота следования пузырей аргона, согласно оценкам, составляла 5 — 20 Гц.

Аналогичный эффект от подачи газа в рабочий участок описан в [32]. Влияние частоты подачи пузырей аргона на начальный

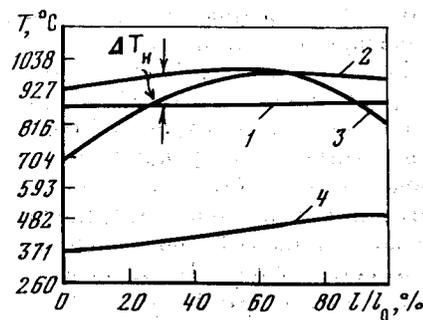


Рис. 1.16. Распределение температуры и начальный перегрев при вскипании при полной закупорке кассеты твэл в реакторе погружного типа [42]

1 — температура насыщения; 2 — температура, необходимая для вскипания; 3 — профиль температур в жидкости в момент вскипания (косинусоидальное тепловыделение); 4 — стационарный профиль температур в жидкости

Рис. 1.17. Принципиальная схема установки ИВТАН

1 — рабочий участок; 2 — конденсатор-холодильник; 3 — бак с защитным газом (аргоном); 4 — насос; 5 — подогреватель; 6 — емкость с аргоном

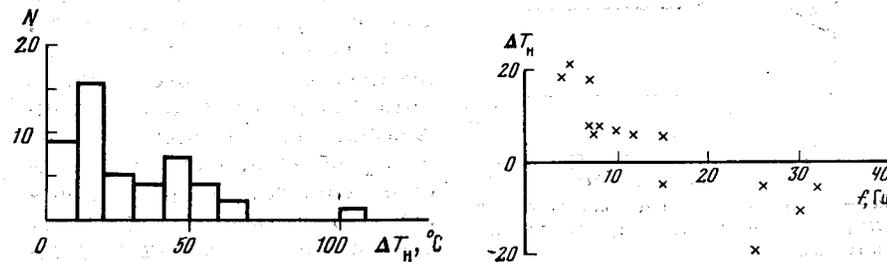


Рис. 1.18. Гистограмма начальных перегревов при вынужденном течении натрия в трубе [45]

Рис. 1.19. Влияние частоты подачи пузырей аргона на начальный перегрев при вскипании натрия в трубе [32]

$q = 1,6 \text{ МВт/м}^2$; $w = 1,8 \text{ м/с}$

перегрев показано на рис. 1.19. Видно, что при частоте примерно 15 Гц ΔT_n близок к нулю.

В экспериментальных установках, аналогичных петлевому реактору, как уже говорилось, перегрев в принципе должен быть близок к нулевому. Однако в зависимости от скорости течения жидкого металла, плотности теплового потока и темпа его роста до появления в рабочем участке первого газового пузыря, выносимого из предвключенных элементов контура, проходит различное время. Поэтому жидкий металл в рабочем участке и стенка участка могут успеть перегреться на определенную величину, причем тем большую, чем выше тепловой поток, темп его роста и чем меньше скорость течения теплоносителя. Все указанные тенденции подтверждены экспериментально, но все

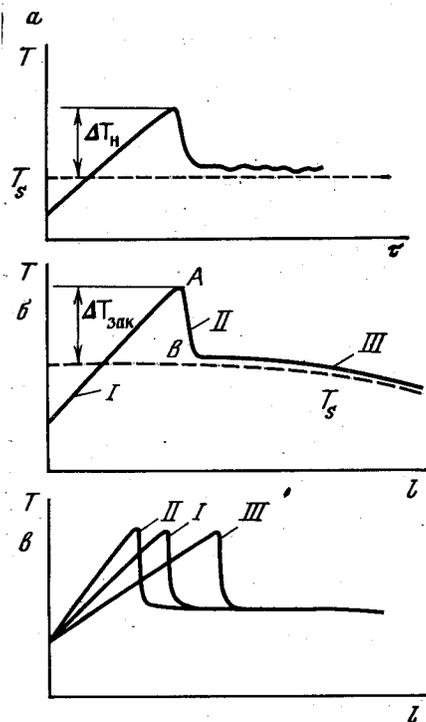


Рис. 1.20. Характерные кривые изменения перегрева жидкого металла *a* — во времени (кипение в большом объеме), *б* и *в* — по длине трубы (кипение в канале)

Все изложенное выше относилось к начальному перегреву при вскипании ΔT_n , т. е. к температурным условиям появления первого во времени парового образования. В условиях большого объема для последующего стационарного кипения характерны перегревы, существенно меньшие ΔT_n (рис. 1.20, *a*). В известной степени аналогичная ситуация сохраняется и при кипении в канале. После вскипания при ΔT_n стационарный фазовый переход жидкого металла в большей части канала происходит уже при небольших перегревах, что иллюстрируется участком *III* правее точки *B* на рис. 1.20, *б*. (Обратим внимание, что на рис. 1.20, *a* по оси абсцисс отложено время, а на рис. 1.20, *б* и 1.20, *в* — координата.) Однако даже в условиях стационарного кипения в канале имеется участок *AB*, на котором температура жидкого металла существенно выше T_s . Соответствующий стационарный перегрев жидкости в канале назовем перегревом в точке закипания $\Delta T_{\text{зак}}$. Этот перегрев, естественно, сохраняется при увеличении плотности теплового потока при неизменных расходе и тем-

они, как справедливо отмечено в [43], являются кажущимися проявлениями присутствия или отсутствия в потоке пузырьков инертного газа. Специально поставленные опыты Генри и Зингера [46], когда в рабочем участке были установлены датчики наличия инертного газа, полностью подтвердили это заключение. В диапазоне давлений 70—700 кПа при скоростях течения до 1,7 м/с и плотностях теплового потока до 1,6 МВт/м² во всех случаях, когда ΔT_n был равен нулю, датчики фиксировали присутствие в потоке пузырьков газа, и, наоборот, при отсутствии пузырьков газа значение ΔT_n отклонялось от нуля и носило статистический характер.

В реакторах на быстрых нейтронах петлевого типа в потоке жидкого металла практически всегда присутствуют пузырьки газа. Это обстоятельство снижает остроту проблемы начального перегрева, так как он в реальных установках этого типа будет близок к нулю.

пературе жидкости на входе (переход от кривой *I* к кривой *II* на рис. 1.20, *в*), т. е. при смещении зоны закипания на участок трубы, где до этого паровая фаза отсутствовала. Более важно отметить, что $\Delta T_{\text{зак}}$ сохраняется и при снижении плотности теплового потока (переход к кривой *III*), т. е., как справедливо подчеркивал И. Т. Аладьев [47], перемещенные точки закипания на участок трубы, где до этого существовала паровая фаза, не ведет к устранению $\Delta T_{\text{зак}}$.

Причина этого кроется в следующем. Как будет показано в главе 6, в основной части зоны фазового перехода (правее точки *B* рис. 1.20, *б*), существует кольцевой режим течения, для которого характерно испарение жидкости из пристенной кольцевой пленки в центральное паровое ядро, происходящее при малых температурных напорах. Существующие на стенке углубления, как это было описано выше, в процессе кипения (испарения) теряют значительную долю инертного газа и могут стать активными лишь при существенных перегревах, близких к ΔT_n . Поэтому перемещение зоны закипания в эту область не сопровождается снижением $\Delta T_{\text{зак}}$.

Кольцевой режим течения начинается при массовых паросодержаниях потока, равных примерно 1—2%. На участке канала, предшествующем зоне кольцевого течения, в принципе может существовать пузырьковый режим течения (см. главу 4). Однако для возникновения паровых пузырьков нужны высокие перегревы, близкие к ΔT_n . Поэтому во многих случаях этот участок канала занимает не пузырьковая смесь, а перегретый жидкий металл. Тогда значение перегрева в точке закипания будет равно

$$\Delta T_{\text{зак}} \approx (0,01-0,02) r/c_p, \quad (1.34)$$

что составит для натрия и калия примерно 30—50° С. Если для данного канала в силу тех или иных конкретных условий ΔT_n будет меньше, чем определенное по формуле (1.34) $\Delta T_{\text{зак}}$, то реальное значение $\Delta T_{\text{зак}}$ будет равно этому ΔT_n .

Падение температуры жидкого металла по достижении точки закипания происходит очень резко (см. рис. 1.20 *б*, участок *II*). Согласно визуальным наблюдениям [25], сопровождающее падение температуры металла резкое потемнение стенки трубы происходило на расстоянии одного калибра.

Как отмечалось во введении, вскипание жидкого металла в крупных реакторах при больших начальных перегревах чревато резким увеличением реактивности. В парогенерирующих аппаратах также желательно снизить и ΔT_n , и $\Delta T_{\text{зак}}$ для облегчения вскипания рабочего тела и снижения температуры греющего теплоносителя. Кроме того, целесообразно зафиксировать точку закипания на определенном участке канала с целью повышения устойчивости работы парогенерирующего тракта и снижения устойчивых напряжений в теплопередающей стенке [25].

К настоящему времени предложено достаточно много способов снижения ΔT_n и $\Delta T_{\text{зак}}$ и стабилизации положения точки закипа-

ния. К ним относятся «горячие пальцы», т. е. устройства, температура которых выше, чем остальной теплоотдающей поверхности [48], расширение в сопле догретой до температуры насыщения жидкости [49], в результате которого в потоке появляется некоторое количество пара, подача в парогенерирующий канал небольшого количества инертного газа [23, 32, 50]. В последних двух случаях паровая или газовая фазы выполняют роль «искусственных» центров парообразования. Подача инертного газа была предложена и широко использовалась авторами. Весьма эффективной оказалась использованная в ЦКТИ [51] установка на входе в парогенератор дроссельного устройства, за которым следует завихритель-вытеснитель. Температура насыщения при этом достигалась потоком в завихрителе, где происходило вскипание с незначительными перегревами. Установка дросселя в зоне закипания рекомендуется также в [25]. Эффективным средством борьбы с вскипанием жидкого металла с повышенными перегревами являются также впадины резервуарного типа [45].

Представляет интерес степень влияния излучения, в частности нейтронного потока, на начальный перегрев. В этом направлении имеются только расчетно-теоретические исследования. В них показано, что в характерной для быстрых реакторов области режимных параметров излучение весьма слабо сказывается на начальном перегреве в условиях гетерогенного вскипания [52].

Несколько слов о так называемом «паровом взрыве» применительно к охлаждаемым жидким натрием быстрым реакторам. Достаточно полный анализ вопросов, относящихся к этой проблеме, можно почерпнуть из [53]. Под паровым взрывом понимается быстрое (характерное время не превышает 0,1 мс) диспергирование горячей жидкости (расплавленного топлива и материал конструкции твэла), ее хорошее перемешивание и тепловое взаимодействие с «холодной» испаряющейся жидкостью (натрий), в результате которых аккумулированное горячей жидкостью тепло реализуется в виде быстрого роста давления в объеме, ведущего к возникновению ударной волны. Согласно [54], для осуществления парового взрыва необходимы следующие условия.

1. Сначала на поверхности раздела двух жидкостей должно возникнуть устойчивое пленочное кипение. Обладающая большим термическим сопротивлением паровая пленка препятствует преждевременному интенсивному обмену энергией между двумя жидкостями и обеспечивает эффективное диспергирование и перемешивание жидкостей без существенного охлаждения поверхности раздела.

2. На второй стадии процесса должно произойти схлопывание паровой пленки (как правило, под действием волны давления) и «холодная» жидкость должна войти в тесный контакт с горячей.

3. В результате контакта на межфазной поверхности должно произойти спонтанное вскипание «холодной» жидкости, ведущее к мгновенному образованию большого количества пара.

4. Для поддержания ударной волны на систему должны быть наложены соответствующие физические и геометрические ограничения.

Выше уже отмечалось, что для спонтанного вскипания натрия, учитывая его хорошие характеристики смачивания, нужны перегревы, превышающие 1000 °С. Это означает, что температура межфазной поверхности должна достигнуть 1850—1900 °С, тогда как температура расплавленного материала твэла не превышает 1600 °С. Существенная разница в значениях указанных температур делает крайне маловероятной реализацию третьего из сформулированных выше условий парового взрыва.

ВЫВОДЫ

Понимание основ процесса вскипания все еще остается крайне ограниченным. Имеющиеся данные во многих ситуациях позволяют дать качественно правильную картину, а в некоторых случаях и достаточно точную количественную оценку влияния отдельных режимных и конструктивных параметров на начальный перегрев жидких металлов в искусственно созданных, «рафинированных» ситуациях. В реальных же условиях взаимодействие отдельных факторов оказывается настолько сложным и многообразным, что конечные результаты их совокупного воздействия в ближайшее время вряд ли удастся достаточно точно прогнозировать, даже если бы получены были сравнительно достоверные и хорошо воспроизводимые данные о влиянии отдельно взятых параметров в лабораторных условиях. Последнее замечание, разумеется, не относится лишь к одному случаю — наличию в потоке металла пузырьков инертного газа, когда перегрев близок к нулю. В современных типичных конструкциях быстрых реакторов вероятность присутствия пузырьков инертного газа очень высока, и поэтому вопрос о мерах снижения начального перегрева в значительной мере утрачивает свою актуальность.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ КИПЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

МЕХАНИЗМ КИПЕНИЯ

Под пузырьковым кипением понимается процесс фазового перехода из жидкого в парообразное состояние, сопровождающийся появлением паровых пузырей в объеме жидкости или на теплоотдающей поверхности. Паровые пузыри вырастают из зародыщей паровой фазы. Роль последних в процессе кипения выполняют оставшиеся на теплоотдающей поверхности после отрыва предыдущего пузыря паровые образования. Вопрос о возникновении

начальных зародышей при вскипании жидкости подробно рассмотрен в главе 1. Рост пузырей из зародышей происходит в определенных точках теплоотдающей поверхности — так называемых активных центрах парообразования. Роль центров парообразования, как правило, выполняют имеющиеся в поверхности углубления. Размеры этих углублений и их форма определяются степенью шероховатости, зависят от ее обработки и в определенной степени от ее материала. Распределение углублений по размеру радиуса устья относительно среднего значения близко к нормальному [1]. Активными могут быть лишь те центры, радиус устья которых превышает некоторое минимальное значение — критический радиус зародыша, определяемый условиями статического равновесия сил, действующих на пузырь (см. главу 1):

$$R_{кр} = \frac{2\sigma}{\Delta p} = \frac{2\sigma T_s v''}{r \Delta T} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \quad (1.4a)$$

Поскольку на практике кипение жидкометаллических теплоносителей реализуется при низких давлениях, когда $\rho' \gg \rho''$, то

$$R_{кр} \approx 2\sigma T_s v'' / r \Delta T. \quad (1.4б)$$

Низкие рабочие давления, а следовательно большие удельные объемы пара v'' , предопределяют высокие значения $R_{кр}$.

Оценки согласно формуле (1.4б) показывают, что при одном и том же значении радиуса центра парообразования требуемый перегрев теплоотдающей поверхности ΔT , т. е. разность температур стенки и насыщения для таких щелочных металлов, как натрий или калий, примерно на порядок выше, чем для неметаллических теплоносителей, в частности воды (рис. 2.1). В то же время опытные данные по теплоотдаче при кипении щелочных металлов и воды говорят о том, что в условиях стационарного кипения при одинаковой плотности теплового потока наблюдаемые значения ΔT оказываются весьма близкими. Тогда из формулы (1.4, б) следует, что кипение щелочных металлов должно происходить лишь на центрах больших размеров, число которых на обычных технических поверхностях невелико. Малое число активных центров парообразования и тем самым малое число одновременно существующих паровых пузырей компенсируется у жидких металлов высокой теплопроводностью жидкой фазы (она на два порядка выше, чем у неметаллических теплоносителей), обеспечивающей интенсивный подвод тепла к поверхности пузыря и тем самым эффективную теплоотдачу.

Эксперименты показывают, что в процессе работы отдельные центры парообразования могут деактивироваться, т. е. остающееся в таком центре после отрыва пузыря образование может схлопнуться, а впадина заполниться жидкостью. Указанное обстоятельство ведет к неустойчивости процесса кипения, так как повторная активация впадин может произойти при существенном перегреве поверхности, значительно большем того, который наблюдается при

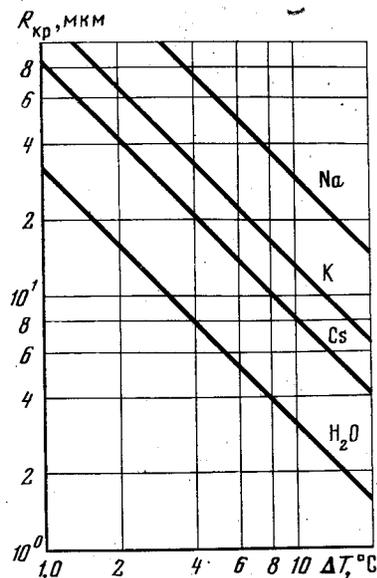


Рис. 2.1. Зависимость критического радиуса пузыря от перегрева для щелочных металлов и воды при давлении 0,1 МПа

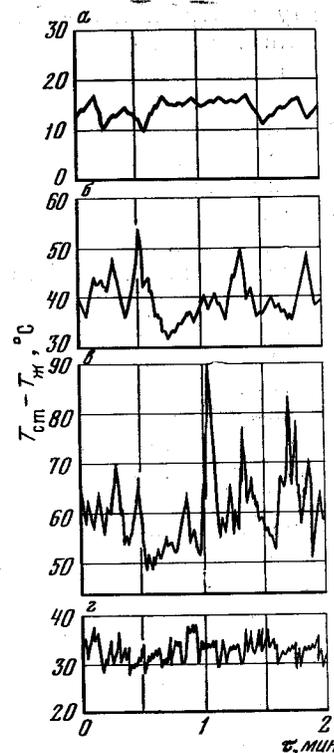


Рис. 2.2. Изменение разности температур стенки—жидкость во времени [3]

а — $T_{ж} = 672^\circ \text{C}$, $q = 1,3 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$; б — $T_{ж} = 673^\circ \text{C}$, $q = 8,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$; в — $T_{ж} = 677^\circ \text{C}$, $q = 1,53 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$; г — $T_{ж} = 840^\circ \text{C}$, $q = 1,08 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$

стационарном кипении. Наличие интенсивных пульсаций параметров отмечалось практически во всех работах, посвященных кипению щелочных металлов. В частности, можно сослаться на работы [2—4]. В качестве иллюстрации на рис. 2.2 приведены данные опытов [3].

Из анализа имеющихся работ достаточно четко выявляются следующие качественные закономерности. При постоянной плотности теплового потока рост давления (температуры насыщения) уменьшает амплитуду пульсаций, частота их при этом возрастает. Пульсации параметров при кипении жидкометаллических теплоносителей сочетаются с самопроизвольными переходами с режима кипения на режим свободной конвекции [3, 5]. При этом обратный переход на режим кипения, как уже отмечалось, сопряжен с очень большими перегревами стенки.

Интенсивность пульсаций и устойчивость процесса кипения существенно образом связаны с поверхностными условиями. На более шероховатых поверхностях процесс кипения протекает более устойчиво, перегрев стенки при этом снижается. Наиболее

полно влияние поверхностных условий анализируется в работах Розенау с сотрудниками [6, 7]. Механизм процесса описывается авторами этих работ следующим образом. После отрыва пузыря к устью углубления из объема поступает относительно холодная жидкость, температура которой ниже температуры насыщения, соответствующей давлению в оставшемся на стенке пузыре. При контакте «холодной» жидкости с оставшимся в углублении паром последний начинает конденсироваться. Одновременно благодаря поступающему к поверхности углубления теплу происходит прогрев стенки и жидкости. Жидкость прогревается также вследствие выделения тепла конденсации. Соотношение интенсивностей указанных процессов определяет дальнейшую «судьбу» углубления как центра парообразования. При полной конденсации пара впадина прекращает свое существование как активный центр парообразования. Возможен случай достижения равновесия при проникновении жидкости во впадину на какое-то расстояние, после чего пузырь вновь начинает расти. В результате математического анализа процесса, выполненного на основе рассмотренной модели, авторами [6] получено соотношение для критерия устойчивости при кипении на цилиндрической впадине:

$$\eta^{**} = \frac{x^*}{L} = \frac{4}{\pi} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right) \left(\frac{T_s^2 \sqrt{\lambda_l \rho_l c_l}}{(\rho'')^3 r^3} \right) \left(\frac{2\sigma}{R} \right) \times \left[\frac{\left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^2 c^2}{b q_0^{2m-1} f^m a_{ст}^\alpha \sqrt{\lambda_{ст} \rho_{ст} c_{ст}}} \right] \frac{1}{L(1 + \sin \theta)}, \quad (2.1)$$

где $b, m, \alpha, \varepsilon$ — эмпирические коэффициенты, зависящие от шероховатости поверхности ($b \approx 20$; $\varepsilon = 0,3$; $\alpha > 0,6$); f — частота отрыва пузырей; $R = R_{впад}/\cos \theta$ — радиус кривизны мениска; q_0 — плотность теплового потока; L — высота впадины; x^* — глубина погружения жидкости во впадину.

При $\eta^{**} < 1$ процесс кипения является устойчивым, т. е. глубина погружения жидкости во впадину не превышает высоты последней. Вследствие большого числа допущений и упрощений, использованных при разработке указанной модели, формула (2.1) не дает приемлемых количественных характеристик процесса. Однако с ее помощью можно осуществить весьма полезные сравнительные оценки. Так, при $p = 0,1$ МПа, среднеквадратической шероховатости поверхности из нержавеющей стали SS 316 3,5 мкм, плотности теплового потока $q_0 = 1,55 \cdot 10^5$ Вт/м² и $(L/R)_{впад} = 10$ для воды $\eta^{**} \approx 0,0012$, а для натрия — 6,2 (в обоих случаях краевой угол θ условно принимался равным нулю), что наглядно характеризует относительную неустойчивость процесса кипения щелочных металлов.

Из анализа формулы (2.1) видно, что большое значение параметра η^{**} у щелочных металлов вызвано высокой температурой кипения T_s , высокой теплопроводностью жидкости λ_l , а также низкими значениями плотности пара ρ'' , краевого угла θ и часто-

ты отрыва пузырей f . С ростом давления процесс становится существенно более устойчивым прежде всего из-за возрастания ρ'' и f . С увеличением коэффициента теплоусвоения стенки $\sqrt{\rho_{ст} c_{ст} \lambda_{ст}}$ и с ростом теплового потока q_0 значение η^{**} уменьшается и процесс стабилизируется. Увеличение радиуса кривизны также ведет к росту устойчивости кипения.

Сравнение критериев η^{**} указывает на существенно меньшую (в несколько раз) устойчивость кипения натрия по сравнению с калием.

Выше уже отмечалось, что формула (2.1) пригодна для качественного сравнения устойчивости кипения различных жидкостей. Вместе с тем рассчитанное с ее помощью значение минимальной плотности теплового потока, необходимой для обеспечения устойчивого кипения щелочного металла, оказывается сильно завышенным по сравнению с наблюдавшимися в эксперименте. Это побудило Шаю и Розенау [7] внести коррективы в анализ, изложенный в [6]. Прежде всего ими учтено, что при кипении металлов доля периода ожидания в цикле образования пузыря является преобладающей. Вследствие этого характер изменения во времени температуры в толще греющей поверхности становится существенно иным. Выполненное с учетом этого обстоятельства решение сопряженной задачи нестационарной теплопроводности в жидкой фазе, находящейся в углублении, и в греющей стенке дает более близкие к реальным оценки условий устойчивости процесса кипения. Вводя дополнительно эмпирическую поправку на влияние естественной конвекции в жидкости в виде некоторого значения коэффициента теплоотдачи, авторы [7] приходят к следующей расчетной формуле для теплового потока, при котором наступает устойчивое кипение:

$$q_0 > \left[h + \frac{\sqrt{\lambda_l \rho_l c_l a_{ст}}}{L} \eta(\beta) E(\beta) F(\beta) \right] \theta_{ст}(0, 0), \quad (2.2)$$

где

$$\theta_{ст}(0, 0) = (T_s^2/B) \lg [1 + 2\sigma/Rp_s], \quad (2.3)$$

а B — характерный для данной жидкости коэффициент в соотношении $\lg p_s = A - B/T_s$, связывающем параметры на линии насыщения.

Функции η, E и F , появляющиеся в процессе интегрирования исходной системы уравнений, зависят только от параметра $\beta = (\lambda_{ст} \rho_{ст} c_{ст} / \lambda_l \rho_l c_l)^{1/2}$. При этом при изменении β от 0,5 до 10 $F(\beta)$ остается практически неизменным и равным 1,58, $E(\beta)$ меняется незначительно, возрастая с 0,96 до 1,1, и лишь $\eta(\beta)$ претерпевает значительные изменения, увеличиваясь с 0,115 до 0,247. Коэффициент теплоотдачи h в процессе расчетов принимался постоянным и равным 6900 Вт/(м²·К). Уравнение (2.2) дает значения q_0 , приемлемо согласующиеся с полученными Шаем и Розенау в опытах с натрием.

Пожалуй, наиболее существенным выводом, следующим из анализа [6], является подтвержденное впоследствии экспериментом заключение о повышенной устойчивости впадин «резервуарного» типа, или, как их называют в зарубежной литературе, double reentrant cavities (рис. 2.3). Эта повышенная устойчивость вызвана тем, что по мере погружения мениска в углубление в окрестности точки *A* радиус кривизны поверхности раздела должен пройти через бесконечность. При этом значения η^{**} и q_0 согласно уравнениям (2.1) и (2.2) станут равными нулю. Впадины подобного типа редко существуют на естественных поверхностях, но их можно создать искусственно: либо механическим путем, либо наплавкой на поверхность пористого шва.

Дополнением к приведенной выше работе служит анализ Б. С. Петухова, С. А. Ковалева и В. М. Жукова [3], в котором данная проблема рассматривается под несколько иным углом зрения. В ней показано, что при краевых углах θ , близких к нулю (именно такие значения характерны для щелочных металлов), только впадины «резервуарного» типа устойчивы к заметным переохлаждениям, так как только в них из-за изменения знака радиуса кривизны во внутренней полости при пониженной температуре могут сохраняться условия для равновесного состояния пузыря пара. Тем не менее для выхода этого пузыря из впадины согласно уравнению (1.4а) требуются значительные перегревы $\Delta T_m = 4T_s \sigma / \rho'' r \delta$, где δ — ширина горловины углубления. При больших значениях θ состояние устойчивого равновесия при переохлаждении может быть достигнуто пузырем, не доходя до горловины впадины. В этом случае такая впадина при соответствующей геометрии ее выходной части будет генерировать пузыри без чрезмерного перегрева стенки. Близкие к приведенным соображениям идеи высказываются также в работе [8].

Продолжительность цикла образования пузыря щелочного металла в зависимости от поверхностных условий, плотности теплового потока и давления колеблется в пределах от десятых долей секунды до нескольких секунд [4, 7]. Цикл образования пузыря распадается на две стадии: первая — ожидание, вторая — рост и отрыв пузыря. Если для неметаллических жидкостей продолжительность стадии ожидания, т. е. периода времени между отрывом предшествующего пузыря и возникновением нового на том же центре, того же порядка, что и продолжительность стадии роста, то у щелочных металлов картина оказывается существенно иной. Стадия ожидания длится 96—98 % времени цикла. Тем самым продолжительность стадии роста и отрыва пузыря составляет несколько десятков миллисекунд.

На рис. 2.4 схематически изображено изменение в течение цикла температуры стенки в непосредственной близости от устья впадины. На том же рисунке показаны соответствующие отдельные точкам графика состояния пузыря. Точка *a* отвечает началу цикла (отрыву предшествующего пузыря). Снижение температуры на отрезке *ab* вызвано углублением мениска во впадину и поступлением

Рис. 2.3. Впадины резервуарного типа

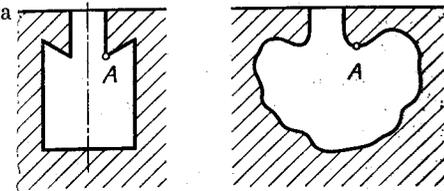
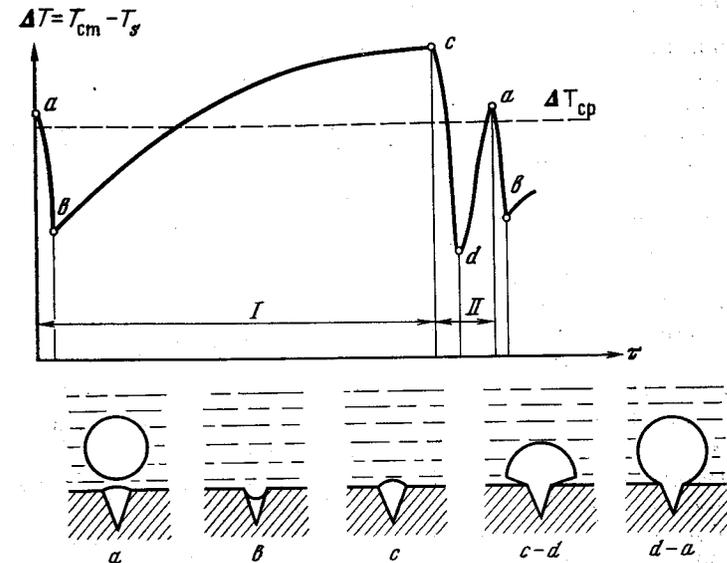


Рис. 2.4. Цикл роста пузыря

I — стадия ожидания;
II — стадия роста и отрыва пузыря



в нее «холодной» жидкости. На участке *bc* осуществляется прогрев жидкости и стенки. Участок *abc* в целом охватывает всю стадию ожидания. В момент *c* начинается образование (рост) пузыря на впадине, поверхность раздела фаз к этому моменту возвращается к устью впадины. При образовании пузыря между ним и греющей поверхностью остается микрослой жидкости. Рост пузыря описывается участком *cda* кривой. При этом отрезок *cd* отвечает периоду, когда микрослой сохраняется на всей поверхности под пузырем от устья впадины до периферии пузыря, а участок *da* — отрезку времени, когда вследствие испарения микрослоя около устья впадины появляется сухое пятно.

Рост пузыря описывается уравнением Релея

$$p_v - p_\infty = \rho_l \left[R \frac{d^2 R}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 \right] + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{d\tau}, \quad (2.4)$$

где p_v и p_∞ — давления внутри пузыря и в объеме жидкой фазы вдали от пузыря. Члены в правой части уравнения дают вклады сил инерции, сил поверхностного натяжения и вязкостных сил соответственно. Оценки показывают, что при кипении любых жидкостей в объеме вкладом вязкостных сил можно пренебречь.

Относительная роль двух оставшихся членов зависит от скорости роста пузыря и его размера.

Силы поверхностного натяжения существенны лишь при размерах пузыря, близких к начальному зародышу R_0 . При $R \gg R_0$ второй член в уравнении (2.4) также можно не учитывать. Имея в виду это обстоятельство, а также то, что первое слагаемое в квадратных скобках при этом оказывается существенно меньше второго, уравнение (2.4) можно преобразовать к более простому виду:

$$dR/d\tau = [(2/3) (\rho_v - \rho_l)^{1/2}]^{1/2}. \quad (2.5)$$

В обычных жидкостях по мере увеличения размера пузыря и замедления скорости его роста вскоре наступает вторая стадия, когда определяющим рост пузыря фактором становится подвод тепла к поверхности раздела фаз. Эту стадию иногда называют асимптотической. Она описывается уравнением

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{\lambda_l (T_{ж} - T_{п})}{r \rho_l \left(\frac{\pi}{3} a_l \tau \right)^{1/2}} = Ja \left(\frac{a_l}{\tau} \right)^{1/2}, \quad (2.6)$$

где $Ja = \rho_l c_l (T_{ж} - T_{п}) / \tau \rho_l^{1/2}$ — число Якоба.

Щелочные металлы имеют высокую теплопроводность, что обеспечивает эффективную передачу необходимого для испарения тепла к межфазной поверхности. Их кипение происходит при низких давлениях. Зачастую (прежде всего при начальном вскипании) к упомянутым факторам добавляется повышенный перегрев щелочного металла. Все это ведет к тому, что скорости роста пузырей щелочного металла на протяжении всей стадии роста оказываются весьма высокими, и процесс все время определяется инерционными силами, т. е. описывается уравнением (2.5).

Имеется ряд работ, в частности [9—11], в которых анализ динамики роста пузыря осуществлен с учетом ряда дополнительных факторов, таких, как условия подвода тепла (изменение профиля температуры в жидкости), массообмен на поверхности раздела фаз (термодинамическая неравновесность) и изменение давления пара в пузыре по мере его роста. На основании данных этих работ можно утверждать, что у щелочных металлов скорость роста пузыря определяется инерционными силами вплоть до значений R/R_0 порядка 10^3 (рис. 2.5, а), т. е. практически на всей стадии роста.

Абсолютная величина скорости роста пузыря щелочного металла весьма высока, пузырь достигает размеров в несколько сантиметров за несколько миллисекунд (рис. 2.5, б). Установлено также, что влияние скорости испарения на межфазной поверхности проявляется только при радиусах пузыря, соизмеримых с радиусом зародыша R_0 .

Естественным является вопрос о влиянии вынужденного течения на скорость роста пузыря, находящегося на впадине. Работ, посвященных этой проблеме, очень мало, в частности, можно упомянуть [12]. Наличие вынужденной конвекции изменяет условия подвода тепла к пузырю. Это обстоятельство оказывается суще-

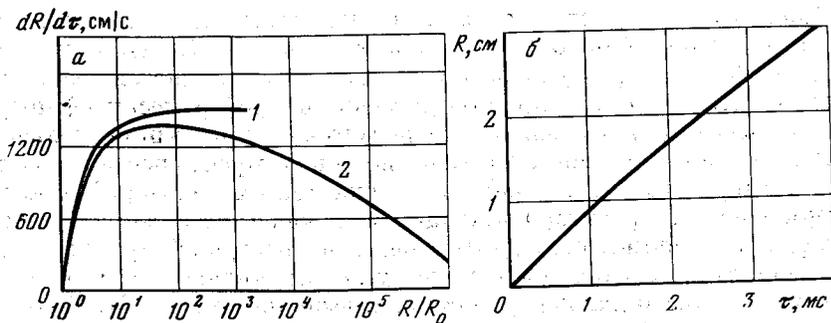
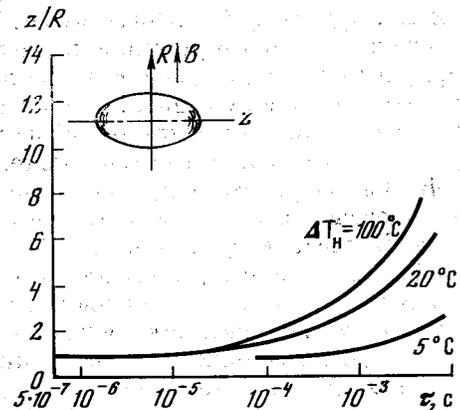


Рис. 2.5. Расчетные данные по изменению скорости роста пузыря натрия (а) и его радиуса (б)

$p_\infty = 0,1$ МПа;
 $T_\infty - T_s = 152$ К;
 $R_0 = 1$ мкм;
 1 — расчет по уравнению (2.4);
 2 — расчет согласно [9]

Рис. 2.6. Изменение во времени отношения радиусов парового эллипсоида, растущего в однородном магнитном поле индукцией $B = 10$ Тл [15]

Натрий; $p = 0,17$ МПа; ΔT_H — начальный перегрев



ственным на асимптотической стадии, когда рост пузыря определяется именно этим фактором. Есть основания полагать, что на скорости роста пузырей щелочного металла, определяемой, как указывалось выше, инерционными силами и не лимитируемой условиями подвода тепла, вынужденное течение заметно не скажется.

Более существенным является следующее обстоятельство. Все вышеупомянутые соотношения были получены для случая образования пузыря в неограниченном свободном объеме жидкости. При росте одиночного пузыря в канале на динамике процесса скажется наличие стенок. Как только диаметр пузыря приблизится по величине к диаметру канала, последний окажется перекрытым и будет происходить выброс из канала пробки жидкости, при этом процесс будет протекать при существенно переменном во времени давлении в паровом пузыре. Как показывают оценки [13], и в этом случае определяющую роль будут играть инерционные силы — ускорение выбрасываемой жидкой пробки; трением и гидростатической составляющей можно пренебречь.

При быстром росте пузыря на теплоотдающей поверхности, когда процесс определяется инерционными силами, пузырь принимает форму полусферы. При медленном росте пузыря, когда пре-

обладающее воздействие оказывают силы поверхностного натяжения, его форма близка к правильной сфере [14]. Поскольку скорость роста пузыря щелочного металла высока, можно утверждать, что эти пузыри имеют преимущественно полусферическую форму.

В работе [15] выполнено теоретическое и экспериментальное исследование влияния магнитного поля на скорость роста пузыря. Этот вопрос важен для анализа вариантов охлаждения blankets термоядерного реактора кипящим щелочным металлом. Оценка порядка величины сил, действующих на растущий пузырь, показала, что магнитные силы в этих условиях являются определяющими. Согласно данным фотосъемки, выполненной в [15], частота отрыва пузырей заметно снижается уже при наложении магнитного поля в 0,87 Тл. В более сильных полях этот эффект, по-видимому, будет еще более ощутимым. Возникающие в процессе перемещения жидкого металла поперечные силы искажают форму пузыря, сплющивая его в направлении, перпендикулярном магнитному полю. На рис. 2.6 показано изменение во времени соотношения главных радиусов образующегося эллипсоида, растущего в однородном магнитном поле.

В процессе роста полусферического пузыря между ним и теплоотдающей поверхностью остается клиновидный микрослой жидкости. Исследованию микрослоя был посвящен ряд работ, опубликованных в 60-е годы. Согласно опытным данным, полученным на неметаллических теплоносителях, толщина микрослоя изменяется от нескольких микрометров вблизи устья впадины (шейки пузыря) до нескольких десятков микрометров на его периферии. Исходя из данных этих экспериментов, можно считать, что толщина микрослоя не превышает 0,01 расстояния до оси пузыря.

Прямых измерений толщины микрослоя под пузырем щелочного металла не производилось, однако есть все основания считать, что вследствие большой скорости роста пузыря этот микрослой тоньше, чем у обычных жидкостей, во всяком случае его толщина не выходит за вышеуказанные пределы.

Двайер и Сю [16] провели теоретический расчет высыхания микрослоя в период роста пузыря жидкого металла. Ими установлено, что площадь сухого пятна в конце стадии роста не превышает нескольких процентов площади поверхности, занятой микрослоем. О малых размерах сухого пятна косвенным образом свидетельствуют также результаты опытов Дина и Розенау по пульсациям температуры стенки, описанные в [17]. Попутно заметим, что, поскольку площадь сухого пятна мала, перекрытие растущим пузырем соседних впадин, по-видимому, не может привести к их активации в результате испарения в пузырь жидкости, заполнившей впадины.

На паровой пузырь действует несколько сил: инерционная (взаимодействие с перемещающимися слоями окружающей жидкости), архимедова, аэродинамическая подъемная сила (если кипение происходит в условиях вынужденного течения). Противостоят всплыванию силы поверхностного натяжения. Вследствие

высокой скорости роста пузыря щелочного металла определяющими его отрыв силами являются, по-видимому, силы инерции. Поэтому классическая формула Фритца

$$D_{отр} = c_d \theta \sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)} \quad (2.7)$$

или более позднее соотношение Коула—Розенау [18]

$$[g(\rho_l - \rho_v) D_{отр}^2/\sigma]^{1/2} = c_d' (\rho_l c_l T_s/\rho_v r)^{1/4} \quad (2.8)$$

не позволяют достаточно точно оценить значение отрывного диаметра пузыря жидкого металла. В опытах В. И. Субботина, Д. Н. Сорокина и др. [5] с помощью рентгеновского просвечивания кипящих объемов натрия, калия и цезия было установлено, что отрывные диаметры пузырей у щелочных металлов в несколько раз больше, чем у воды. В работе Г. И. Бобровича, Б. П. Авксентюка и Н. Н. Мамонтовой [4] отрывные диаметры пузырей калия также были измерены с помощью фотосъемки в рентгеновских лучах. В диапазоне давлений 35—100 мм рт. ст. наблюдались пузыри с отрывным диаметром 2—6 см, т. е. очень большие.

Частота отрыва пузырей жидкого металла примерно в 20 раз меньше, чем у обычных жидкостей, и имеет порядок одного герца. Для обычных теплоносителей зафиксирована определенная связь между частотой отрыва пузырей и их отрывным диаметром. Она имеет вид

$$f D_{отр} = F_1(p) \quad (2.9a)$$

при малых плотностях теплового потока, когда период ожидания и период роста пузыря сравнимы по продолжительности, и

$$f D_{отр}^{1/2} = F_2(p) \quad (2.9b)$$

при больших тепловых потоках, когда период ожидания относительно мал по сравнению с периодом роста. Наличие указанной связи между f и $D_{отр}$ упрощает построение моделей механизма процесса и математическое описание теплоотдачи при кипении.

При кипении щелочных металлов соотношение периодов принципиально иное: длительность периода ожидания на два порядка превышает продолжительность стадии роста. В силу этого формулы (2.9) неприменимы для щелочных металлов. Ограниченность опытных данных по отрывным диаметрам и частотам отрыва пузырей щелочных металлов не позволяет сделать заключение о том, существует ли между этими характеристиками определенная связь.

Имеется ряд расчетных работ, посвященных анализу роста оторвавшегося от поверхности нагрева пузыря в процессе его движения в объеме перегретой жидкости. На начальной стадии всплывания пузыря подъемная сила превосходит силу лобового сопротивления. По мере роста пузыря влияние сил лобового сопротивления увеличивается и скорость всплывания пузыря уменьшается. Некоторые данные по скорости роста паровых пузырей натрия в процессе всплывания помещены в [19]. Они свидетельствуют о том, что при одинаковом давлении и при одинаковых значениях числа

Якоба в силу больших размеров пузыри натрия всплывают более медленно, чем пузыри воды. Движение пузыря щелочного металла почти не сказывается на скорости его роста, она остается практически такой же, как и у неподвижного пузыря, поскольку заметной интенсификации подвода тепла к пузырю благодаря высокой теплопроводности жидкости не происходит. В то же время влияние скорости всплывания на скорость роста (увеличения размера) пузырей неметаллических теплоносителей, в частности воды, весьма ощутимо.

ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ПРИ КИПЕНИИ

Передача тепла от греющей поверхности в процессе пузырькового кипения осуществляется несколькими путями. Часть тепла поступает в результате испарения жидкости в пузыри в тот период, когда они находятся на поверхности нагрева, т. е. до их отрыва. Эту долю можно оценить как

$$q_{п} = \rho^* r V_{отр} n f, \quad (2.10)$$

где $V_{отр}$ — объем отрывающегося пузыря пара; n — плотность центров парообразования. Остальная часть тепла $q_{ж}$ передается пузырям от прогретой жидкости уже после их отрыва, во время всплывания пузырей, т. е. наблюдается промежуточный процесс: тепло сначала передается жидкости, а уже затем от нее — пузырям.

Д. Н. Сорокиным и А. А. Цыганком [5] в опытах с водой была экспериментально определена доля $q_{п}$ в общем тепловом потоке q (рис. 2.7). С ростом давления эта доля возрастает. Она увеличивается и с ростом плотности суммарного теплового потока q , хотя при приближении к критической плотности теплового потока (в области $q/q_{кр} > 0,5$) темп роста $q_{п}/q$ замедляется. При низких рабочих давлениях, которые характерны для кипения щелочных металлов, доля $q_{п}$ даже при значениях q , близких к $q_{кр}$, составляет всего лишь примерно 50%.

Непосредственно с греющей поверхностью паровый пузырь контактирует в зоне сухого пятна у шейки пузыря. Поскольку передача тепла к пару — процесс сравнительно малой интенсивности, то ее вклад в общий перенос тепла невелик. Основная доля $q_{п}$ у обычных теплоносителей поступает через микрослой в процессе его испарения. Вклад теплового потока через купол пузыря не столь значителен. У щелочных металлов из-за их высокой теплопроводности толщина слоя прогретой жидкости существенно больше. Это должно привести к возрастанию роли подвода тепла через поверхность купола пузыря и соответственно к снижению вклада передачи тепла через микрослой [5]. Согласно оценкам Двайера [17], обе указанные составляющие для щелочных металлов примерно равны по величине. Непосредственные измерения доли $q_{п}$ и ее составляющих на жидких металлах не проводились.

Значительная доля суммарного тепла q уносится прогретой жидкостью, окружающей всплывающий пузырь (с так называемой «шубой»). Поскольку толщина прогретого слоя у жидких металлов больше, возрастает и количество тепла, аккумулированного этой «шубой». Иными словами, есть основания полагать, что вклад этой составляющей в общий перенос тепла при кипении щелочных металлов будет выше, чем у неметаллических теплоносителей.

ИСПАРЕНИЕ

Во многих случаях, прежде всего при движении двухфазного парометаллического потока в каналах в условиях кольцевого режима течения, фазовый переход в жидких металлах может реализовываться не путем кипения на теплоотдающей поверхности, а в результате испарения с поверхности раздела фаз, тепло к которой от греющей поверхности подводится конвекцией и теплопроводностью через слой жидкости.

Классическая молекулярно-кинетическая теория газов дает следующее выражение для потока массы при конденсации или испарении:

$$j = p / \sqrt{2\pi RT/M}. \quad (2.11)$$

В общем случае при конденсации часть молекул, достигших межфазной поверхности, отражается назад в паровое пространство. Доля сконденсировавшихся, т. е. адсорбированных поверхностью, молекул характеризуется коэффициентом конденсации β_k . Тогда поток конденсирующейся массы запишется как

$$j_k = \beta_k p / \sqrt{2\pi RT/M}. \quad (2.12)$$

По аналогии «несовершенство» процесса испарения можно характеризовать некоторым коэффициентом испарения $\beta_{и}$, и поток массы испаряющегося вещества запишется как

$$j_{и} = \beta_{и} p / \sqrt{2\pi RT/M}. \quad (2.13)$$

Интенсивность процессов испарения и конденсации на поверхности жидкости может существенно сдерживаться прежде всего загрязнением межфазной поверхности. Опыты по конденсации паров металлов, выполненные по достаточно совершенным методикам, обеспечивающим надлежащую чистоту поверхности, показали, что в этих условиях коэффициенты конденсации β_k близки

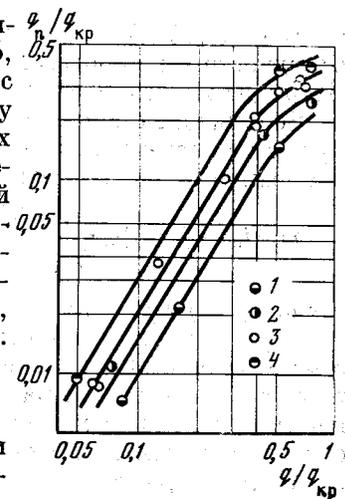


Рис. 2.7. Доля тепла, перенесенного с паром при кипении воды на проволоке диаметром 1,8 мм [5] при давлении

- 1 — $p = 0,013$;
- 2 — $p = 0,029$;
- 3 — $p = 0,068$;
- 4 — $p = 0,124$ МПа

к единице [20]. В условиях равновесия температура и давление в жидкости и в паровом пространстве равны, равны также j_n и j_k . Нетрудно видеть, что в этом случае $\beta_n = \beta_k$.

Возникновение направленного результирующего потока молекул, а тем самым и теплового потока связано, естественно, с отклонением от равновесия

$$j = j_n - j_k = \beta_n \frac{p_{пл}(T_{пл})}{\sqrt{2\pi\tilde{R}T_{пл}/M}} - \beta_k \frac{p_s(T_s)}{\sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}}, \quad (2.14)$$

где $p_{пл}(T_{пл})$ и $p_s(T_s)$ — давление насыщения паров при температуре пленки (межфазной поверхности) и в паровом пространстве соответственно. В реально существующих условиях отклонение от равновесия невелико, как правило, разность $T_{пл} - T_s$ по крайней мере на порядок меньше T_s . Поэтому можно с достаточным основанием считать, что и в этом случае $\beta_k = \beta_n = \beta$. Тогда с учетом того, что $T_{пл} \approx T_s$, уравнение (2.14) примет вид

$$j = \beta \frac{p_{пл}(T_{пл}) - p_s(T_s)}{\sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}} = \beta \frac{\Delta p}{\sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}}. \quad (2.15)$$

Это уравнение известно как уравнение Герца—Кнудсена.

Формула Герца—Кнудсена была получена для случая $\beta \ll 1$. Она не учитывает макроскопическое движение пара у поверхности раздела фаз, а также столкновение молекул в кнудсеновском слое вблизи межфазной поверхности. Учет первого обстоятельства был выполнен в ряде работ Р. Я. Кучерова с сотрудниками, в частности в [21], где авторами для случая $\beta \rightarrow 1$ и малых чисел Кнудсена (отношений длины свободного пробега к характерному линейному размеру системы) было получено выражение

$$j = 1,79\Delta p/\sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}. \quad (2.16)$$

Дополнительный учет второго фактора осуществлен в работах Д. А. Лабунцова [22], который получил, что

$$j = k(\beta)\Delta p/\sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}, \quad (2.17)$$

где $k(\beta) = \beta/(1-0,4\beta)$ в случае диффузного и $k(\beta) = (8/9)\beta/(1-0,5\beta)(1+0,07\beta)$ в случае зеркального отражения молекул от межфазной поверхности.

При отсутствии отражения, т. е. при $\beta = 1$ $k(\beta) = 1,67$, т. е. весьма близко к значению коэффициента 1,79 в формуле (2.16).

Все представленные выше соотношения получены для случая так называемых медленных процессов, когда скорость макроскопического движения пара мала по сравнению со скоростью теплового движения молекул. Соответствующие приближенные решения существуют и для быстрых процессов, однако описываемые в настоящей книге явления полностью укладываются в рамки медленных процессов.

Используя уравнение Клапейрона—Клаузиуса, можно преобразовать уравнение (2.17) к следующему виду:

$$j = k(\beta)r\Delta T/T_s v'' \sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}, \quad (2.18)$$

где $\Delta T = T_{пл} - T_s$.

Учитывая, что $q = jr$, получаем выражение для плотности теплового потока при испарении

$$q_n = jr = k(\beta)r^2\Delta T/T_s v'' \sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M} \quad (2.19)$$

или соответственно для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha_n = q_n/\Delta T = k(\beta)r^2/T_s v'' \sqrt{2\pi\tilde{R}T_s/M}. \quad (2.20)$$

Выполненные согласно (2.20) оценки показывают, что коэффициенты теплоотдачи при испарении с поверхности жидкого щелочного металла составляют величину порядка 1 МВт/(м²·К), т. е. очень высоки.

На рис. 2.8, а показано распределение температур при испарении с поверхности пленки, текущей по стенке. При испарении неметаллических теплоносителей перепад температур в пленке существенно выше перепада температур на межфазной поверхности: $\Delta T_{пл} \gg \Delta T_n$. У щелочных металлов в силу их большой теплопроводности при умеренных толщинах пленки $\Delta T_{пл}$ и ΔT_n оказываются одного порядка. Тем самым суммарный перепад температур $\Delta T = \Delta T_{пл} + \Delta T_n$ у обычных теплоносителей будет заметно выше. Иными словами, возрастает перегрев стенки относительно температуры насыщения, что стимулирует активацию потенциальных центров парообразования на теплоотдающей поверхности. Тем самым при течении пленок кипение на стенке у неметаллических теплоносителей возникает при меньших тепловых потоках. Напротив, возникновение пузырькового кипения на стенке в двухфазных потоках щелочных металлов маловероятно, во всяком случае при типичных для технических аппаратов плотностях теплового потока.

Схожая ситуация наблюдается при испарении со свободной поверхности неподвижного объема жидкости (рис. 2.8, б). В данном случае полный перепад температур в слое жидкости $\Delta T_{ж}$ определяется теплоотдачей естественной конвекцией от стенки к жидкости (составляющая ΔT_1), переносом тепла через объем жидкости ΔT_2 (благодаря наличию в объеме конвективных токов этот процесс достаточно интенсивный) и переносом тепла в слое, прилегающем к межфазной поверхности, где интенсивные поперечные конвективные токи отсутствуют (составляющая ΔT_3 перепада температур).

Перепад температур в объеме жидкости $\Delta T_{ж}$ существенно больше, чем в жидкой пленке, текущей по стенке канала в двухфазных потоках $\Delta T_{пл}$ (см. рис. 2.8, а). Поэтому перегрев стенки, необходимый для инициирования кипения, в большом объеме достигается при заметно меньших тепловых потоках, чем в каналах. Одна-

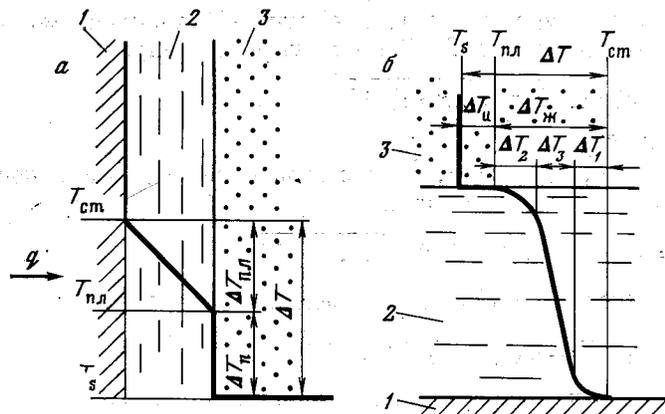


Рис. 2.8. Перепады температур при испарении

a — при течении пленки в канале; *б* — со свободной поверхности неподвижной жидкости (большой объем); 1 — стенка; 2 — жидкий металл; 3 — пар

ко для щелочных металлов даже в условиях большого объема это пороговое значение теплового потока, при котором происходит переход от режима испарения к кипению, достаточно высоко. Так, для натрия оно превышает 1 МВт/м^2 [5].

Приведенные выше замечания очень существенны, так как отсутствие в большинстве ситуаций в двухфазных потоках щелочных металлов пузырькового кипения на стенке заметно влияет на характеристики теплоотдачи и сопротивления. Именно в отсутствии пузырькового кипения заключается основная особенность фазового перехода в условиях вынужденного течения щелочных металлов.

Насыщенный пар щелочного металла представляет собой равновесную химически реагирующую смесь атомарной и двухатомной компонент [23]. Реакция димеризации происходит в прилегающем к межфазной поверхности слое пара, в котором существует градиент концентраций атомарной и молекулярной компоненты. Тем самым появляется диффузионно-химическое сопротивление процессу перехода из жидкого в парообразное состояние и соответствующая ему дополнительная составляющая разности температур $\Delta T_{\text{дх}}$. Эти явления проанализированы в [24]. Выполненные в этой работе оценки показывают, что даже с учетом диффузионно-химического сопротивления коэффициенты теплоотдачи при испарении остаются очень высокими, на уровне сотен тысяч $\text{Вт/(м}^2\text{К)}$ (без учета термического сопротивления пленки $\Delta T_{\text{пл}}$ или объема жидкости $\Delta T_{\text{ж}}$).

ВЫВОДЫ

1. Образование паровых пузырей у щелочных металлов происходит на ограниченном числе центров достаточно больших размеров.

2. Кипение щелочных металлов отличается повышенной неустойчивостью; устойчивость кипения существенно зависит от поверхностных условий; наличие впадин резервуарного типа стабилизирует кипение.

3. Частота образования пузырей у щелочных металлов ниже, чем у неметаллических теплоносителей, и при давлении, близком к атмосферному, имеет порядок одного герца; основная часть времени цикла образования пузыря (более 96%) приходится на период ожидания.

4. Рост парового пузыря щелочного металла носит взрывообразный характер; скорости роста пузыря имеют порядок десяти м/с; процесс роста определяется инерционными силами.

5. Паровой пузырь щелочного металла имеет вид полусферы; толщина микрослоя под пузырем изменяется от центра пузыря к его периферии от нескольких единиц до нескольких десятков микрометров.

6. Площадь сухого пятна у шейки пузыря в конце стадии роста не превышает нескольких процентов от площади микрослоя.

7. Отрывные диаметры пузырей щелочных металлов при одинаковом давлении выше, чем у неметаллических теплоносителей; при давлении, близком к атмосферному, они составляют несколько сантиметров.

8. Количество тепла, отводимого от греющей поверхности в пузырь через испаряющийся у его основания микрослой жидкости, приблизительно равно количеству тепла, аккумулированного жидкостью, окружающей его купол.

9. При течении по теплоотдающей поверхности жидкой пленки щелочного металла суммарный перепад температур в пленке и на межфазной поверхности весьма мал. Поэтому активация центров парообразования на стенке канала в условиях движения в нем двухфазного потока щелочного металла может произойти лишь при очень больших тепловых потоках. В этих условиях основным механизмом передачи тепла должно быть испарение с межфазной поверхности.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ТЕПЛОТДАЧА И КРИЗИСЫ ПРИ КИПЕНИИ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

ТЕПЛОТДАЧА

Теплоотдача при кипении в большом объеме обычно описывается так называемой кривой кипения, или, как ее называют, кривой Нукиямы. Классическая кривая Нукиямы изображена на рис. 3.1, *a*. На этой кривой участок *AB* отвечает режиму свободной конвекции, *BC* — развитому пузырьковому кипению, *CD* — переходной области, *DE* — режиму пленочного кипения. Точки

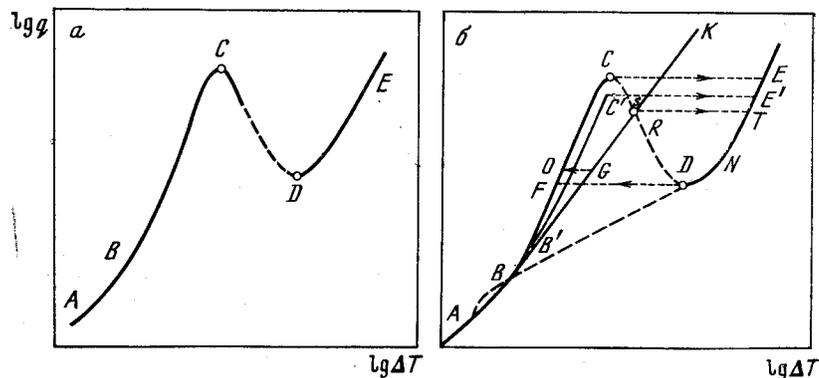


Рис. 3.1. Кривые кипения

a — для обычных теплоносителей (кривая Нукиямы); *б* — для жидкометаллических теплоносителей [1]

C и *D* дают значения первой и второй критической плотности теплового потока, отвечающие соответственно условиям перехода пузырькового кипения в пленочное и наоборот.

Представленные на рис. 3.1, *a* режимы не охватывают всего многообразия ситуаций, которые могут возникнуть при кипении в большом объеме. Особенно отчетливо это показали исследования теплоотдачи при кипении жидких металлов. В связи с этим представляется интерес предложенная авторами работы [1] диаграмма кипения (рис. 3.1, *б*), представляющая своего рода развитие кривой Нукиямы. На этом рисунке участкам *AB*, *BC*, *CD* и *DE* отвечают те же режимы кипения, что и на одноименных участках рис. 3.1, *a*. Вместе с тем с увеличением температурного напора ΔT последовательная смена режимов может происходить не только вдоль кривой *ABCDE*. Зона отвода тепла в режиме свободной конвекции с последующим испарением со свободной поверхности жидкости может затянута и охватывать значительно больший диапазон ΔT (кривая *BK*). Возможность сохранения режима свободной конвекции в столь широком диапазоне температурных напоров у жидких щелочных металлов обусловлена в первую очередь их затрудненным вскипанием (см. главу 1). Между кривыми *BK* и *BC* расположена область неустойчивого кипения, характеризующегося самопроизвольным переходом с режима кипения на режим свободной конвекции и наоборот, а в отдельных случаях и сосуществованием этих режимов на отдельных участках греющей поверхности. Объяснение этому следует искать в неустойчивости работы центров парообразования, их периодической деактивации и повторной активации. Этот вопрос рассмотрен в главе 2. Линией *BC'* представлен один из вариантов зависимости $q = f(\Delta T)$ в условиях неустойчивого кипения. Степень приближения кривой *BC'* к линии развитого кипения *BC* определяется конкретными режимными и поверхностными условиями.

По достижении точки *C* при дальнейшем росте q происходит скачкообразный переход в точку *E* — на режим пленочного кипения. Обратный переход с режима пленочного кипения идет по линии *DF*. Переход на режим пленочного кипения, аналогичный *CE*, возможен и из состояния неустойчивого кипения, т. е. с линии *BC'* в точку *E'*. С линии свободной конвекции *BK* может происходить переход как на режим пузырькового или неустойчивого кипения (переход *GO*) так и на режим пленочного кипения (переход *ST*). Как показали эксперименты Б. П. Авксентюка [2], первый тип перехода происходит на участке *BR* кривой *BK*, второй — на участке *RK*.

Согласно [3], теплоотдачу на плоской поверхности и горизонтальном цилиндре при свободной конвекции жидкого металла в большом объеме (линия *BK* диаграммы кипения) можно описать уравнением

$$Nu = C [GrPr^2 / (1 + Pr)]^n, \quad (3.1)$$

где $C = 0,35$, а $n = 1/3$ при $Gr > 10^8$ и $C = 0,67$, а $n = 1/4$ при $Gr < 10^8$, при этом за нижний предел применимости второй пары значений C и n ориентировочно можно принять значение числа Gr , равное 10^4 . В этой формуле в качестве характерного линейного размера взят диаметр доньшка при теплоотдаче пластины и диаметр трубки при теплоотдаче цилиндра.

Известно сравнительно большое число экспериментальных работ по теплоотдаче при кипении жидких металлов в большом объеме. Краткие характеристики некоторых из них представлены в табл. 3.1. Более подробную информацию можно получить из [1] или [4]. В табл. 3.1 приведены формулы, осредняющие собственные опытные данные соответствующих авторов и рекомендуемые ими для применения в указанном диапазоне параметров для данного щелочного металла. Все они относятся к случаю развитого кипения (кривая *BC* диаграммы кипения).

Видно, что, как и в случае кипения обычных жидкостей, коэффициент теплоотдачи описывается степенным соотношением вида

$$\alpha = Cq^m p_s^n, \quad (3.2)$$

причем показатель степени при q остается близким к $2/3$. Несмотря на различия в механизме кипения щелочных металлов и обычных жидкостей, о которых говорилось в главе 2, отмеченное совпадение значений показателей степени при q представляется не столь уж удивительным. При любой типичной для данного теплоносителя частоте отрыва пузырей и в известной степени независимо от соотношения между периодами ожидания и роста, а также от относительного вклада тепла испарения и тепла, уносимого с окружающей пузырь «шубой» (именно через эти характеристики в основном проявляются упомянутые различия в механизме процесса), интенсивность теплоотдачи при кипении возрастает с ростом числа отрывающихся пузырей. В свою очередь число пузырей зависит от количества активированных впадин.

Таблица 3.1. Исследования теплоотдачи при развитии кипения щелочных металлов в большом объеме *

Источник	Щелочной металл	$q \cdot 10^{-3}$, Вт/м ²	$p \cdot 10^{-3}$, Н/м ²	Усредняющая формула α , Вт/(м ² ·К)	Характеристика рабочего участка	Примечание
[1]	Na	От 10^2 до $q_{кр}$	0,1—1,0	$\alpha = 4,2q^{2/3}$	Горизонтальный диск диаметром 38 мм	Кипение под давлением собственных паров
[1]	Na	От 10^2 до $q_{кр}$	До 0,3	$\alpha = 0,085q^{2/3} p_s^{0,4}$	То же	
[1]	Na	От 10^2 до $q_{кр}$	0,3—1,5	$\alpha = 1,86q^{2/3} p_s^{0,1}$	То же	Кипение под давлением аргона
[1]	Cs	От 10^2 до $q_{кр}$	0,02—0,1	$\alpha = 0,098q^{2/3} p_s^{0,4}$	То же	
[1]	Cs	От 10^2 до $q_{кр}$	0,1—3,2	$\alpha = 1,53q^{2/3} p_s^{0,1}$	То же	$\Delta T = T_{ст} - T(p_s)$
[5]	Na	От 10^2 до 1750	0,011—0,82	$\alpha = 0,245q^{0,7} p_s^{0,35}$	Горизонтальная трубка диаметром 29,6 мм, $l = 58$ мм	
[6]	Na	От 15 до 145	0,16—1,25	$\alpha = 1,3q^{0,7} p_s^{0,15}$	Горизонтальные трубки диаметром 20—40 мм, $l = 160 \div 200$ мм	$\Delta T = T_{ст} - T_{ж}$
[7]	K Na	От 17 до 160 От 90 до 2550	0,04—1,15 0,07—0,56	$\alpha = 0,56q^{0,7} p_s^{0,15}$ $\alpha = 26,7q^{0,58}$	То же Горизонтальная трубка диаметром 9,5 мм, $l = 76$ мм	
[8]	K	От 60 до 350	0,003—2	$\alpha = 1,7 \cdot 10^{-3} q^{0,888} p_s^{0,293}$	Горизонтальная пластина диаметром 78 мм	

* В расчетных формулах q берется в Вт/м², p в Н/м².

Рядом специальных исследований было показано, что кривая плотности распределения впадин по размерам имеет вид, изображенный на рис. 3.2. Радиусы впадин, которые активируются в реальных условиях, располагаются на правой ветви кривой. Для этой ветви общее число впадин N размером больше R и равное

$$\int_R^{\infty} n(R) dR \text{ может быть описано выражением}$$

$$N = C (R_s/R)^{m_1}, \quad (3.3)$$

где R_s — некоторое значение радиуса устья, взятое в качестве эталонного. Для технически гладких поверхностей m_1 близко к 3.

Пусть какому-то значению перегрева стенки $\Delta T_a = T_a - T_s$ отвечает критический радиус зародыша R_a . Тогда при данном ΔT_a будут активными все впадины с $R > R_a$. С ростом перегрева до некоторого ΔT_b произойдет активация дополнительного числа впадин, в работу включаются впадины, размеры которых лежат между R_a и R_b (см. рис. 3.2, заштрихованная область). Микич и Розенау [9], используя для определения R приводившееся ранее соотношение (1.4) для критического радиуса зародыша и уравнение Клапейрона — Клаузиуса (1.8) и подставляя полученное выражение в уравнение (3.3), пришли к следующему соотношению для плотности активных центров:

$$N = C \left[R_s \left(\frac{r\rho''}{2\sigma T_s} \right) \Delta T \right]^{m_1}. \quad (3.4)$$

Поскольку $q \sim N$, отсюда при $m_1 \approx 3$ непосредственно вытекает зависимость α от q в степени, близкой к $2/3$.

Выполненный в [1] анализ показал, что показатель степени n при p_s в формуле (3.2) переменный. В области $p_s/p_{кр} < 10^{-3}$ он близок к 0,4 тогда как при более высоких давлениях $n \approx 0,1$.

Авторами [1] предложены следующие соотношения для развития кипения щелочных металлов (натрия, калия, цезия) в большом объеме, обобщающие данные указанных в табл. 3.1 исследований:

$$\alpha = 8q^{2/3} \left(\frac{\lambda r \rho'}{\sigma T_s^2} \right)^{1/3} (p_s/p_{кр})^{0,45} \quad (3.5)$$

в диапазоне $p_s/p_{кр} = 4 \cdot 10^{-5} - 10^{-3}$ и

$$\alpha = q^{2/3} \left(\frac{\lambda r \rho'}{\sigma T_s^2} \right)^{1/3} (p_s/p_{кр})^{0,15} \quad (3.6)$$

в диапазоне $p_s/p_{кр} = 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$,

где все входящие в эти эмпирические уравнения величины берутся в системе СИ. Индивидуальные свойства щелочных металлов учитываются в уравнениях (3.5) и (3.6) размерным комплексом $\lambda r \rho' / \sigma T_s^2$. Этот комплекс пропорционален давлению в степени $(-0,05)$, поэтому в формулах (3.5) и (3.6) показатели степени при p_s возросли до 0,45 и 0,15 вместо упоминавшихся выше соответственно 0,4 и 0,1.

Коэффициенты теплоотдачи при кипении в большом объеме щелочных металлов и воды при одинаковых режимных параметрах оказываются весьма близкими. По-видимому, меньшая частота образования пузырей щелочных металлов компенсируется увеличением их отрывного диаметра и возрастанием количества тепла, уносимого с жидкостью, сопровождающей всплывающий пузырь.

В настоящее время существует достаточно большое число формул, полученных преимущественно с помощью теорий подобия и размерностей и приемлемо описывающих теплоотдачу при кипении обычных жидкостей. В них помимо плотности теплового потока и давления входят физические свойства теплоносителя. Попытки использовать эти формулы для расчета значений коэффициента теплоотдачи при кипении щелочных металлов в целом не дали удовлетворительных результатов. По-видимому, это связано с тем, что физические модели, на базе которых выведены эти расчетные соотношения, содержат ряд недостаточно строгих допущений. Специфика механизма кипения щелочных металлов еще больше удаляет эти модели от реальности.

Даже специально скорректированные для описания теплоотдачи при кипении жидких металлов уравнения Д. А. Лабунцова [10] и И. Т. Аладьева [11] заметно расходятся с опытными данными для цезия во всем диапазоне давлений, а для калия и натрия при низких давлениях. Выполненный в [1] анализ показал, что из всех предложенных для обычных теплоносителей обобщающих соотношений в наибольшей степени с опытными данными по теплоотдаче при кипении щелочных металлов в пределах диапазона параметров, охватываемого табл. 3.1, согласуется формула Ф. П. Минченко [12]

$$Nu = 0,55 (PeK_p)^{0,7}, \quad (3.7)$$

$$\text{где } Nu = \frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}; \quad Pe = \frac{q \sqrt{\sigma/g(\rho' - \rho'')}}{r_p'' a};$$

$$K_p = \frac{!p}{\sqrt{\tau g(\rho' - \rho'')}} ,$$

Естественно, что точность формулы (3.7) ниже, чем специально подобранных для щелочных металлов уравнений (3.5) и (3.6).

Подводя итог вышесказанному, можно утверждать, что на данной стадии развития теории вопроса при определении коэффициентов теплоотдачи целесообразно использовать либо частные уравнения, приведенные в табл. 3.1, если теплоноситель и соответствующие параметры и условия процесса совпадают с указанными в таблице, либо более общие соотношения (3.5) и (3.6). При экстраполяции за пределы указанных диапазонов изменения параметров нужно проявлять большую осторожность.

Выше уже отмечалось, что между линиями *BC* и *BK* диаграммы кипения (см. рис. 3.1, б) лежит область неустойчивого кипения, в которой интенсивность теплоотдачи хотя и выше, чем при свободной конвекции, но все же не достигает значений, типичных для

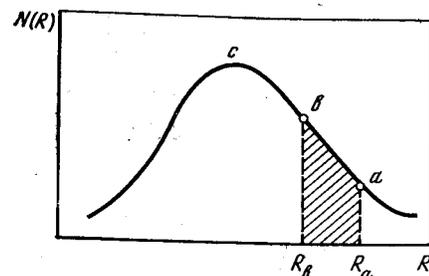
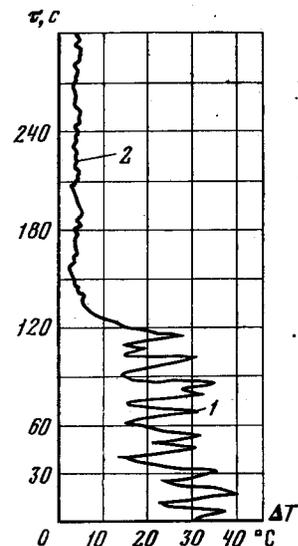


Рис. 3.2. Плотность распределения впадин по размерам

Рис.3.3. Изменение во времени разности температур стенка—жидкость при кипении цезия [1]

$q = 0,51 \text{ МВт/м}^2$, $T_{ж} = 517^\circ \text{C}$;
1 — режим неустойчивого кипения;
2 — режим развитого пузырькового кипения



развитого кипения. Кипение в этой зоне отличается большой неустойчивостью, сильными пульсациями температуры стенки, изменением во времени среднего уровня температуры греющей поверхности. На рис. 3.3 представлена запись на ленте самописца изменения во времени разности температур стенки и жидкости при кипении цезия [1]. Видно, что если при развитом кипении (участок 2 диаграммы) разность температур не превышает 5°C и характеризуется незначительными пульсациями, то на участке 1 (см. рис. 3.3) разность температур в 5—6 раз больше, существенно возрастает и амплитуда пульсаций. Характерно, что при одной и той же температуре насыщения и одинаковом тепловом потоке в одном случае может возникнуть неустойчивое кипение, а в другом развитое. Достоверное прогнозирование вероятности наступления того или иного режима практически невозможно, хотя с ростом плотности теплового потока чаще возникают режимы, приближающиеся к развитому кипению (рис. 3.4) [1].

Существенно влияет на устойчивость кипения, а тем самым и на теплоотдачу состояние теплоотдающей поверхности, прежде всего ее шероховатость [13]. Так, на гладкой поверхности вероятность возникновения неустойчивого кипения существенно выше, чем на шероховатой, а тем более пористой. Наличие искусственных резервуарных впадин или углублений, в определенной степени воспроизводящих эту специфическую шероховатость (их роль могут выполнять, например, пористые сварные швы), резко увеличивает устойчивость работы центров парообразования (см. главу 2), обеспечивая тем самым стабильную работу поверхности в режиме развитого кипения в широком диапазоне тепловых потоков (рис. 3.5).

На устойчивости кипения и интенсивности теплоотдачи сказывается продолжительность работы поверхности в условиях кипе-

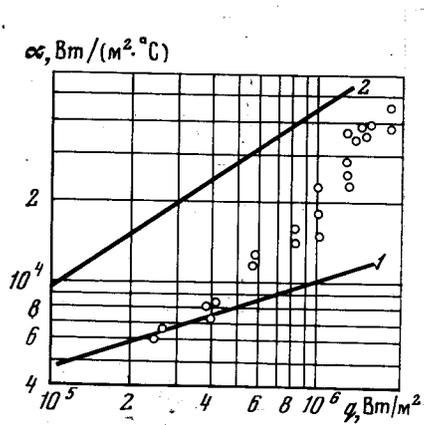


Рис. 3.4. Влияние теплового потока на режим теплоотдачи при кипении натрия [1], $T_{ж} = 700^\circ\text{C}$

1 — режим естественной конвекции; 2 — режим развитого пузырькового кипения

Рис. 3.5. Зависимость коэффициента теплоотдачи от шероховатости поверхности [13]

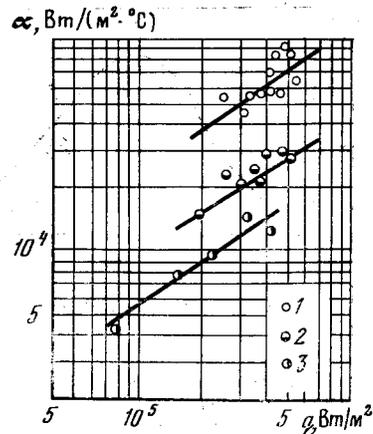
1 — поверхность с впадинами резервуарного типа; 2 — шероховатая поверхность; 3 — вертикальная гладкая поверхность

ния, или, как еще иногда называют это явление, «старение» поверхности. Старение поверхности приводит к ощутимому росту средней разности температур стенка—жидкость, снижению коэффициента теплоотдачи, переходу от режима неустойчивого кипения к теплоотдаче свободной конвекцией. Режим развитого кипения наступает при более высоких тепловых потоках. Причину этого явления следует искать, по-видимому, в частичной деактивации крупных впадин, связанной с выносом с отрывающимися пузырями пара инертного газа. Указанный процесс в зависимости от сочетания конкретных геометрических и режимных параметров длится от нескольких часов до нескольких десятков часов.

Более длительным является восстановление окисной пленки жидким щелочным металлом, ведущее к улучшению смачивания и дополнительному увеличению рабочей разности температур стенка—жидкость.

Устойчивость кипения и теплоотдача могут также измениться в результате химического воздействия щелочного металла на материал теплоотдающей поверхности, ведущего в ряде случаев к появлению на поверхности трещин и каверн. В большей степени это относится к цезию и калию, взаимодействие конструктивных материалов с натрием протекает более медленно. Указанный процесс (его продолжительность исчисляется неделями и месяцами) может в какой-то степени стабилизировать кипение.

Имеющиеся опытные данные не позволяют сделать определенного заключения о влиянии теплофизических свойств материала



греющей поверхности на теплоотдачу при кипении жидких металлов. При одинаковой обработке различные материалы могут иметь различную микроструктуру поверхности, что скажется на степени ее смачиваемости. Разделить влияние указанных факторов не представляется возможным.

Опыты ФЭИ [1] показывают, что массовая доля кислорода в натрии в пределах $10^{-3} - 10^{-1}\%$ не влияет на теплоотдачу, поскольку эта концентрация кислорода в рабочем диапазоне температур ниже предела растворимости, по достижении которого окислы натрия начинают выпадать на поверхность. В то же время все теплофизические свойства щелочных металлов, включая поверхностное натяжение, слабо зависят от концентрации кислорода.

Ориентация теплоотдающей поверхности в пространстве слабо влияет на теплоотдачу, если только обеспечен эффективный отвод от греющей поверхности образующегося пара. Это положение, в частности, иллюстрируется данными опытов ЦКТИ [6], полученными при кипении щелочных металлов на круглых стержнях с различной ориентацией в пространстве. Поскольку рост пузырей жидких металлов определяется инерционными силами, а на стадию ожидания сила тяжести существенного влияния оказать не может, то указанная ситуация не кажется неожиданной.

КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Согласно современным представлениям, кризис теплоотдачи при кипении в большом объеме имеет гидродинамическую природу и связан с ухудшением условий подвода жидкости к теплоотдающей поверхности. Отрывающиеся друг за другом от поверхности нагрева пузыри образуют довольно упорядоченную систему паровых столбов, между которыми к греющей поверхности движутся потоки жидкости. По мере увеличения плотности теплового потока увеличивается число действующих центров парообразования, т. е. возрастает число паровых столбов на единицу площади. Возрастает также и частота отрыва пузырей. Паровые столбы становятся более «мощными», скорость движения пара увеличивается.

Согласно гидродинамической теории С. С. Кутателадзе [14], по достижении критической плотности теплового потока устойчивость движущихся в противоположных направлениях струй пара и жидкости нарушается. Это приводит к дефициту в снабжении жидкостью теплоотдающей поверхности, слиянию паровых столбов в крупные паровые образования и уменьшению площади контакта жидкости с греющей поверхностью. В результате температура поверхности начинает резко возрастать. Данные Гертнера [15] и Торикаи [16], полученные на воде, свидетельствуют о том, что в момент, предшествующий кризису, паровыми образованиями занято от 55 до 75% греющей поверхности. Опыты также показывают, что повторное смачивание перегретой поверхности жидкостью затруднено. Поэтому обратный переход к устойчивому пузырьковому кипению может произойти при существенном снижении плотности теплового потока до значений, много меньших $q_{кр1}$.

Опытные данные по критическим тепловым потокам при кипении щелочных металлов в большом объеме были получены Нойсом [7], Нойсом и Лурье [17] на натрии, В. И. Субботинным с сотрудниками [1] на калии, натрии, цезии и сплаве натрия—калий, Колвером и Балшизером [18] на калии и Кесвеллом и Балшизером [19] на рубидии. Сопоставление этих опытных данных с имеющимися в литературе расчетными формулами для критических тепловых потоков при кипении обычных теплоносителей показало полную непригодность последних для описания кризисов кипения щелочных металлов.

Соотношение тепловых потоков, отводимых от греющей поверхности непосредственно пузырями $q_{\text{п}}$ и передаваемых сначала жидкой фазе и лишь впоследствии паровому пузырю в процессе его всплытия $q_{\text{ж}}$, у жидких металлов иное, нежели у обычных жидкостей. Доля $q_{\text{ж}}$ у щелочных металлов заметно выше, и поэтому отводимый от стенки непосредственно перед кризисом тепловой поток $q_{\text{кр}}$ уже нельзя даже условно отождествлять с $q_{\text{п}}$. Это обстоятельство, видимо, в известной степени предопределяет указанное расхождение экспериментальных данных с расчетами по весьма эффективному для обычных жидкостей формулам С. С. Кутателадзе и некоторым другим.

Авторами [1] предпринята попытка учесть заметный вклад $q_{\text{ж}}$. С этой целью они к определяемой согласно соотношению С. С. Кутателадзе составляющей

$$q_{\text{п}} = Br (\rho'')^{1/2} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4} \quad (3.8)$$

добавляют $q_{\text{ж}}$, учитывающую долю тепла, передаваемого на данной стадии жидкости. В результате преобразований соотношение имеет вид

$$q_{\text{кр}} = q_{\text{п}} + q_{\text{ж}} = \left[1 + \frac{c}{Pr} \left(\frac{p}{p_{\text{кр}}} \right)^{-0,4} \right] Br (\rho'')^{1/2} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4}, \quad (3.9)$$

где $B = 0,14$, а $C = 4,4 \cdot 10^6$ для устойчивого и $1,71 \cdot 10^6$ для неустойчивого кипения, p — в Н/м².

В. М. Боришанским с сотрудниками в качестве метода обобщения опытных данных по $q_{\text{кр}}$ предложено использовать зависимость относительной критической плотности теплового потока $q_{\text{кр}}/q_{\text{кр}}^*$ от приведенного давления $p/p_{\text{кр}}$ [3], где $q_{\text{кр}}^*$ — критический тепловой поток при некотором реперном давлении p^* . Опытные данные для щелочных металлов в диапазоне $p/p_{\text{кр}} = 5 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-2}$ с помощью указанного приема достаточно эффективно обобщаются, если принять $p^* = 0,003 p_{\text{кр}}$. В основе подобной обработки лежит идея использования принципов термодинамического подобия веществ. Поскольку все основные теплофизические свойства, существенно влияющие на теплоотдачу при кипении, зависят прежде всего от давления, то функция $q_{\text{кр}}/q_{\text{кр}}^* = f(p/p_{\text{кр}})$ отражает этот принцип. Опытные данные в указанной обработке показаны на рис. 3.6.

П. Л. Кирилловым [20] для расчета $q_{\text{кр}}$ предложено соотношение

$$q_{\text{кр}} = 0,706 \cdot 10^6 \lambda^{0,6} (p/p_{\text{кр}})^{1/2}, \quad (3.10)$$

в структуре которого заложена описанная выше идея термодинамического подобия. В настоящее время уравнение (3.10) наиболее хорошо описывает имеющиеся опытные данные в диапазоне $p/p_{\text{кр}} = 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-2}$. Прежде всего оно правильно отражает влияние давления. Индивидуальные свойства выбранного щелочного металла учитывает коэффициент теплопроводности λ . Следует

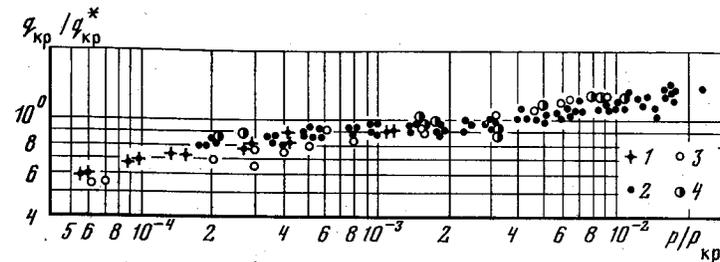


Рис. 3.6. Зависимость критических тепловых потоков для щелочных металлов от приведенного давления ($p^* = 0,003 p_{\text{кр}}$)

1 — натрий [1]; 2 — цезий [1]; 3 — калий [18]; 4 — рубидий [19]

вместе с тем оговориться, что расчетная кривая, построенная по формуле П. Л. Кириллова, несколько смещена к верхней части массива опытных данных, причем отклонения опытных точек вниз при малых давлениях могут достигать 40%. Однако, учитывая общую точность экспериментальных данных по $q_{\text{кр}}$, обычно составляющую $\pm 25 - 30\%$, это отклонение не следует считать чрезмерным.

В режиме неустойчивого кипения критические тепловые потоки существенно снижаются. Различие может достигать двух раз [1].

Естественно, что на значениях $q_{\text{кр}}$ могут существенно сказаться поверхностные условия, прежде всего условия смачиваемости. При достаточно длительной работе аппаратов эти условия, учитывая высокую химическую активность щелочных металлов, стабилизируются. Теплофизические свойства теплоотдающей поверхности, существенные при кризисах кипения обычных жидкостей на поверхностях нагрева малой толщины, при кризисах кипения щелочных металлов не играют заметной роли, что вызвано прежде всего высокой теплопроводностью последних.

Ранее уже указывалось, что переход к пленочному кипению возможен непосредственно из режима свободной конвекции, которая у щелочных металлов может затягиваться и существовать в области высоких температурных напоров. Подобного рода кризис описан в [2]. Он характерен прежде всего для гладких поверхностей, обработанных по высокому классу чистоты (5—6 и выше).

В заключение следует подчеркнуть, что в условиях интенсивного вынужденного движения теплоносителя в каналах механизм и закономерности кризиса в большинстве случаев будут иными (см. главу 7). В застойных зонах и при движении с малыми скоростями картина кризиса может быть в известной степени аналогичной описанной в настоящей главе.

ВЫВОДЫ

1. При кипении щелочных металлов в большом объеме при одних и тех же значениях температурного напора могут наблюдаться и свободная конвекция, и неустойчивое кипение, и развитое кипение. Многообразие режимов отражает предложенная в [1] модифицированная кривая Нукиямы.

2. В случае неустойчивого кипения щелочных металлов интенсивность теплоотдачи существенно снижается. С ростом давления и теплового потока чаще возникают режимы, приближающиеся к развитому кипению. Кипение можно стабилизировать искусственным путем, используя искусственную шероховатость специальной формы.

3. Разработанные для расчета теплоотдачи при кипении в большом объеме обычных теплоносителей формулы неудовлетворительно описывают опытные данные, полученные на щелочных металлах.

Расчет коэффициента теплоотдачи при развитом кипении щелочных металлов в большом объеме целесообразно осуществлять по формулам (3.5) и (3.6).

4. В случае развитого кипения щелочных металлов коэффициент теплоотдачи пропорционален плотности теплового потока приблизительно в степени 2/3, влияние давления на теплоотдачу по мере его роста снижается.

5. Расчет критической плотности теплового потока при кипении щелочных металлов в большом объеме целесообразно выполнять по формуле (3.10) П. Л. Кириллова.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ГИДРОДИНАМИКА СТАЦИОНАРНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Известно, что работа парогенерирующих каналов во многих случаях сопровождается пульсациями расхода и давления в контуре. При низких давлениях неустойчивость режимных параметров проявляется более резко. Пульсации снижают надежность работ парогенерирующих устройств. Кроме того, они заметно сказыва-

ются на результатах измерений гидравлических характеристик двухфазных потоков. Поэтому целесообразно начать анализ именно с этой проблемы.

Различают два вида неустойчивости: статическую и динамическую. Под статической неустойчивостью понимают склонность к изменению режимных параметров, прежде всего расхода, под воздействием малых возмущений. Статическая неустойчивость обусловлена неоднозначной зависимостью расхода теплоносителя от перепада давления в парогенерирующем канале при неизменном тепловыделении в нем. В этих условиях при одном и том же напоре, развиваемом насосом, на выходе из канала могут достигаться три различных сочетания расхода и массового паросодержания парожидкостной среды. Анализ статической неустойчивости посвящен ряд работ, в частности [1, 2]. Показано, что устойчивость контура в целом к появляющимся возмущениям зависит от соотношения сопротивлений участков, расположенных до парогенерирующего канала и имеющих однозначную гидравлическую характеристику, и сопротивления собственно парогенерирующего канала. Условием статической устойчивости контура в целом является требование, чтобы производная по расходу от падения давления в контуре до парогенерирующего участка $(d(\Delta p)/dW)_{\text{конт}}$ по абсолютной величине превышала аналогичный параметр для участка кипения $(d(\Delta p)/dW)_{\text{кип}}$ в зоне отрицательного значения последнего:

$$|d(\Delta p)/dW|_{\text{конт}} \geq |d(\Delta p)/dW|_{\text{кип}} \quad (4.1)$$

В случае необходимости это требование (иногда его называют критерием Лединегга) обеспечивается дросселированием экономайзерной части контура.

Под динамической неустойчивостью понимается возникновение и распространение в контуре волн плотности. Динамическая неустойчивость появляется при наличии в контуре зон, в которых может происходить импульсная генерация пара, причем эта неустойчивость тем сильнее, чем больше сопротивление тракта за парогенерирующей зоной, т. е. чем труднее отвести появляющееся избыточное количество пара. Теоретический анализ динамической неустойчивости содержится в [1].

Щелочные металлы относятся к теплоносителям, у которых динамическая неустойчивость проявляется очень сильно. В первую очередь это связано с затрудненным вскипанием щелочных металлов (см. главу 1), приводящим к перегреву массы жидкости, находящейся в парогенерирующем канале. Резкое вскипание перегретой (в ряде случаев на десятки градусов) жидкости сопровождается сильными пульсациями давления, температуры и расхода, вплоть до изменения направления течения на противоположное. При неблагоприятной гидродинамической характеристике контура возникшие из-за большого перегрева среды пульсации параметров будут усиливаться реакцией контура. И наоборот, пульсации расхода и давления, появившиеся из-за неустойчивой

статической характеристики контура, могут привести к временной деактивации центров парообразования с последующим значительным перегревом щелочного металла, его резким вскипанием и усилением интенсивности пульсаций режимных параметров.

Способы снижения начального перегрева щелочного металла и стабилизации точки закипания описаны в главе 1. Здесь лишь отметим еще одно существенное обстоятельство, которое нужно иметь в виду при создании жидкометаллических контуров, прежде всего экспериментальных. Как показано в [3], наличие на входе в парогенерирующий канал упругих элементов, таких, как сосуды, имеющие газовую подушку, сильфоны и даже маномеры с трубкой Бурдона, ведет к усилению пульсаций в контуре. Особенно ощутимо присутствие упругих элементов на входе при низких давлениях, т. е. в характерных для жидкометаллических контуров условиях. Опыт работы авторов на натриевом контуре ИВТАН подтверждает указанное положение. Таким образом, упругие элементы на входе в парогенерирующий канал должны быть исключены.

Условно можно считать устойчивыми те режимы, у которых пульсации расхода не превышают некоторого, в известной степени произвольно выбранного значения (5%). При выполнении определенных мер по стабилизации точки закипания и снижению начального перегрева, а также при статической устойчивости контура подобные режимы могут быть обеспечены в парогенераторах щелочных металлов. В настоящей главе будут рассмотрены гидродинамические характеристики именно таких режимов.

Неустойчивые режимы возникают главным образом при возникновении кипения металла в условиях, типичных для реакторов на быстрых нейтронах, поскольку их развитию, даже в случае минимального начального перегрева, способствует наличие большого числа узких параллельных каналов в кассете или сборке.

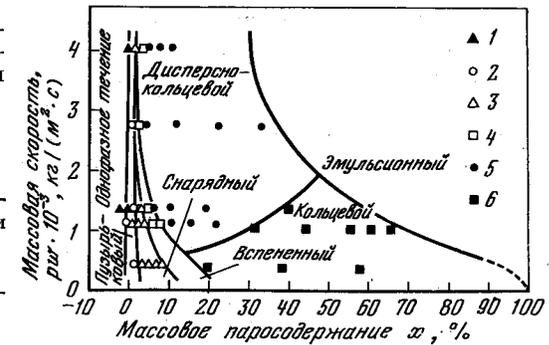
РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

В зависимости от конкретного сочетания режимных параметров, прежде всего массового паросодержания, массовой скорости и давления, в каналах могут наблюдаться разные режимы течения парожидкостного потока [4—6]. В вертикальном обогреваемом канале основными из них являются: пузырьковый, снарядный, дисперсно-кольцевой и эмульсионный. В горизонтальном канале вследствие дополнительного расслоения потока под действием силы тяжести наблюдается еще большее многообразие режимов.

Существует много разных типов диаграмм режимов течения. Наиболее наглядным является представление в координатах массовая скорость—массовое паросодержание. Одна из таких диаграмм, построенная по данным [7] для воды, показана на рис. 4.1. Из диаграммы видно, что пузырьковый режим течения, при котором в сплошной жидкой среде более или менее равномерно распределены пузырьки паровой фазы, занимает сравнительно узкую

Рис. 4.1. Диаграмма режимов течения воды в вертикальной трубе диаметром 12,7 мм [7]

- 1 — однофазное течение;
- 2 — пузырьковый режим;
- 3 — снарядный режим;
- 4 — вспененный режим (переходный между снарядным и кольцевым);
- 5 — дисперсно-кольцевой;
- 6 — кольцевой режим. Давление 7 МПа



область малых массовых паросодержаний. Согласно [4], пузырьковый режим течения может существовать при значениях истинного объемного паросодержания смеси ϕ до 20%. При низких давлениях, характерных для щелочных металлов, этим значениям ϕ будут отвечать массовые паросодержания смеси x на уровне 1%. При неизменной массовой скорости с ростом x возникает снарядный или пробковый режим течения. В данном случае паровые образования, принимающие снарядоподобную форму и имеющие длину, равную 2—4 диаметрам канала, занимают почти все сечение трубы. Между снарядами движутся пробки жидкости с включениями паровых пузырьков. Таким образом, снарядный режим является существенно неоднородным. Соответствующие этому режиму усредненные по длине значения ϕ составляют 20—80%. При дальнейшем росте ϕ наступает дисперсно-кольцевой режим течения. В стационарных потоках щелочных металлов нижняя граница этого режима лежит в области массовых паросодержаний, составляющих всего лишь несколько процентов.

Дисперсно-кольцевой режим течения представляет собой двухфазный поток, состоящий из относительно тонкой пристенной пленки и центрального парового ядра с распределенными в нем каплями жидкости. Поверхность пленки при больших ее толщинах возмущена волнами, имеющими сложную пространственную структуру. С гребней крупномасштабных волн (часто их называют роликовыми волнами, или волнами возмущения) срываются капли жидкости (механический унос влаги). При достаточно интенсивном кипении в пленке может наблюдаться и так называемый пузырьковый унос влаги, или разбрызгивание, обусловленный разрывом поверхности жидкой пленки отрывающимися от стенки паровыми пузырьками. В главе 6 будет показано, что кипение в пленке жидкого металла маловероятно, и поэтому в парометаллических потоках, по-видимому, существует только механический унос. Одновременно с уносом может происходить осаждение капель из ядра потока на стенку (так называемый поток орошения). Интенсивность процессов уноса и осаждения определяется как режимными параметрами (скоростью движения фаз и расходом жидкости), так и физическими свойствами теплоносителя (его по-

верхностным натяжением и вязкостью). Детальная информация по данному вопросу приведена в [6].

При малых массовых скоростях течения (а точнее, при малых скоростях пара в ядре) на поверхности пристенной пленки не образуется волн возмущения, интенсивность механического уноса резко падает, соответственно сильно снижается и концентрация капель в ядре. В итоге достигается частный случай дисперсно-кольцевого течения — чисто кольцевое течение (см. рис. 4.1).

В условиях интенсивного подвода тепла к каналу может сложиться такая ситуация, когда поток орошения будет не в состоянии компенсировать испарение пленки и поток механического уноса. Это приведет к осушению стенки и наступлению кризиса теплоотдачи. Двухфазный поток при этом станет чисто дисперсным или эмульсионным. С ростом массовой скорости вследствие интенсивного механического уноса влаги и дробления капель двухфазный поток все в большей степени теряет черты раздельного течения (типичным представителем которого является дисперсно-кольцевое течение) и принимает характер эмульсионного, соответственно сужается область существования других типов течения (см. рис. 4.1).

Наиболее надежные данные по границам режимов течения были получены в результате визуальных (с привлечением фото- и киносъемки) наблюдений потока в прозрачных каналах. Естественно, что они проводились на газожидкостных и пароводяных смесях. Визуализация парометаллических потоков в настоящее время технически крайне трудно реализуема. Поскольку физические свойства щелочных металлов и воды, определяющие гидродинамические характеристики потоков (плотность и вязкость жидкой и паровой фаз, поверхностное натяжение), при низких давлениях достаточно близки, то для ориентировочного определения области существования этого или иного режима можно с достаточной степенью надежности воспользоваться данными, полученными на воде при давлениях, близких к атмосферному.

Косвенные наблюдения ряда исследователей подтверждают, что в двухфазных потоках щелочных металлов существуют те же режимы течения, что и в пароводяном потоке. В частности, можно сослаться на эксперименты [8] с натрием, в которых по результатам измерения электросопротивления определялось истинное объемное паросодержание потока в середине зоны кипения (участок V на схеме в левом верхнем углу рис. 4.2). Полученные значения ϕ в сочетании с данными о характере изменения скорости жидкой фазы на выходе из рабочего участка (она измерялась электромагнитным расходомером в точке $F2$) позволяли судить о режиме течения. Из рис. 4.2 видно, что в интервале τ от 11,5 до 13 с (верхний рисунок) значения ϕ составляли 0,2—0,3, а пульсации скорости v_{F2} были сравнительно небольшими (следует обратить внимание на неравномерность шкалы по оси ординат), что отвечает пузырьковому режиму течения. В момент времени $\tau \approx 13$ с при $q = 0,96$ МВт/м² пульсации v_{F2} заметно усилились, что характерно

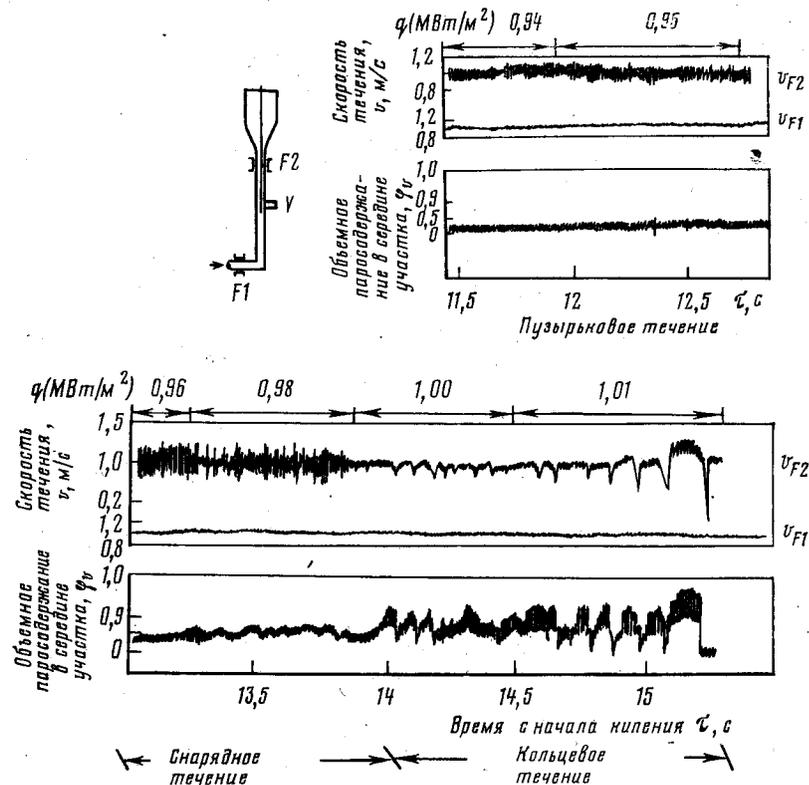


Рис. 4.2. Изменение режимов течения с тепловой нагрузкой при кипении натрия в кольцевом канале [8]

$p \approx 0,1$ МПа, $w_0 = 0,96$ м/с

для снарядного режима течения. Значения ϕ в период времени от 13 до 14 с (нижний рисунок) изменялись от 0,3 до 0,6, т. е. лежали в типичном для снарядного режима течения диапазоне. Дальнейший рост плотности теплового потока приводил к постепенному снижению пульсаций v_{F2} , что обычно сопряжено с переходом к дисперсно-кольцевому потоку (значения ϕ при этом возрастали до 0,7—0,9). При дисперсно-кольцевом течении наблюдаются эпизодические броски скорости v_{F2} , что связано с отмечавшейся в предыдущем параграфе неустойчивостью двухфазных потоков щелочных металлов.

В главе 1 отмечалось, что перегрев жидкого металла в точке закипания в канале в ряде экспериментов составлял примерно 30° С. Тем самым при закипании в потоке сразу достигалось массовое паросодержание в 1—2%, что отвечает кольцевому режиму течения. Отсюда следует, что при кипении щелочных металлов

зона пузырькового кипения во многих случаях может практически отсутствовать, и весь канал в условиях стационарного кипения будет занят дисперсно-кольцевым и эмульсионным режимами.

ИСТИННОЕ ОБЪЕМНОЕ ПАРСОДЕРЖАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Сводка работ по экспериментальному определению истинного объемного паросодержания φ парометаллических потоков приведена в табл. 4.1.

Наиболее часто для сопоставления с результатами экспериментов со щелочными металлами используют зависимости Мартинелли—Локкарта [17] и А. А. Арманда [18]. Обе они получены в результате обобщения опытных данных по φ газожидкостных потоков при низких давлениях, т. е. в условиях, близких к тем, в которых используются щелочные металлы. Зависимость Мартинелли—Локкарта для истинного объемного паросодержания представлена графически кривой φ на рис. 4.3. По оси абсцисс отложен один из предложенных Мартинелли параметров

$$X = [(\Delta p / \Delta l)' / (\Delta p / \Delta l)"]^{0,5}, \quad (4.2)$$

представляющий собой отношение градиентов давления при течении по всему сечению исследуемого канала либо только жидкой $(\Delta p / \Delta l)'$, либо только паровой $(\Delta p / \Delta l)''$ фазы. Массовые скорости при этом должны братья равными $\rho w (1 - x)$ и $\rho w x$ соответственно. Параметр X получен авторами [17] из совместного анализа течения газовой фазы в «трубе», образованной кольцом жидкости, и кольца жидкости в трубе с твердыми стенками. При этом предполагается (в ряде случаев это допущение далеко от действительности), что законы трения при течении газового потока в трубе с «жидкими» стенками остаются теми же, что и в канале с твердыми стенками. Для наиболее часто встречающегося варианта — турбулентного течения и пленки, и ядра — параметр X (он обозначается в этом случае сдвоенным индексом tt) можно определить по следующей формуле, непосредственно вытекающей из соотношения (4.2):

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu'}{\mu''}\right)^{0,1}. \quad (4.2a)$$

Видно, что параметр X прежде всего отражает влияние массового паросодержания потока и в определенной степени давления через отношение плотностей.

Расчетное соотношение А. А. Арманда при значениях расходного объемного паросодержания $\beta > 0,9$ имеет вид

$$1 - \varphi = \frac{4 + (8/7)m}{5 + m(\beta/(1-\beta) + 8/7)}, \quad (4.3)$$

где

$$m = 4a (Re')^{0,125} \sqrt{\rho''/\rho'}; \quad a = 0,69 + (1 - \beta)(4 +$$

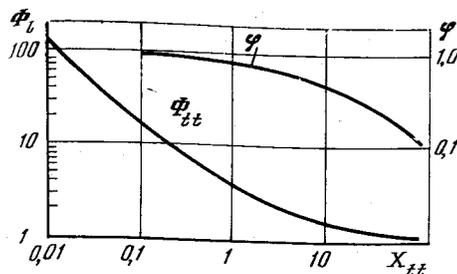


Рис. 4.3. Соотношения Локкарта—Мартинелли [17] для истинного объемного паросодержания φ и множителя Φ_l

Рис. 4.4. Сопоставление опытных данных ИВТАН [13] по объемной доле жидкой пленки 1 — φ и ее толщине δ с зависимостью Мартинелли—Локкарта [17]

- 1 — $\rho w = 150$;
- 2 — 200;
- 3 — 250;
- 4 — более 300 кг/(м²·с); — — расчет по [17]

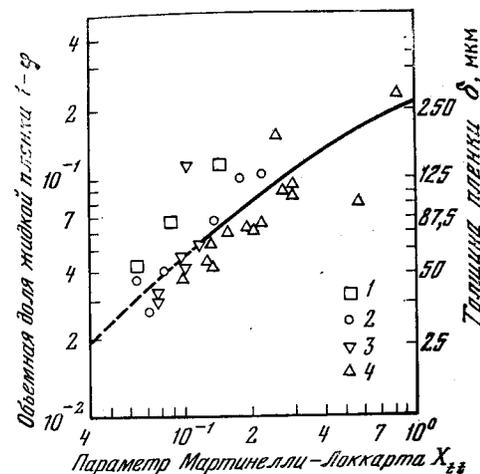
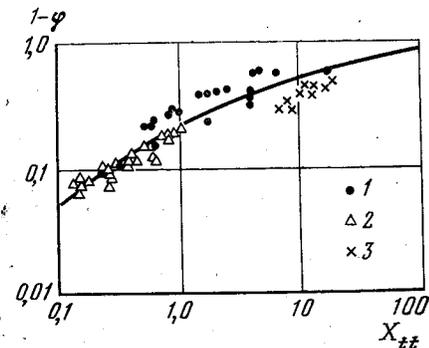


Рис. 4.5. Сопоставление опытных данных [9, 14, 16] с зависимостью Мартинелли—Локкарта [17]

- 1 — опыты [14];
- 2 — опыты [9];
- 3 — опыты [16]; — — расчет по [17]



+ 21,9 $\sqrt{Fr'_0}$; число Фруда $Fr'_0 = [\rho w (1 - x)]^2 / \rho'^2 g D$; число Рейнольдса $Re' = \rho w (1 - x) D / \mu'$; $\beta = x \rho' / [x \rho' + (1 - x) \rho'']$.

Сразу же оговоримся, что расчеты по Мартинелли—Локкарту и по А. А. Арманду дают практически совпадающие значения φ и пользоваться этими соотношениями можно с равным успехом.

На рис. 4.4 показано сопоставление опытных данных авторов с зависимостью Мартинелли—Локкарта. Налицо приемлемое совпадение расчетов и эксперимента. На рис. 4.5 аналогичное сравнение дается для данных работ [9, 14, 16]. Видно, что и эти эксперименты хорошо совпадают с зависимостью Мартинелли—Локкарта. Согласуются с [17] и данные работы [15], в которой при $x = 0,03-0,05$, т. е. на границе кольцевого режима течения, были получены значения $\varphi = 0,8-0,85$. В то же время данные [10] располагаются заметно выше, а [11] существенно ниже зависимости Мартинелли—Локкарта. Возможно, что эти отклонения связаны с недостаточной точностью использовавшихся авторами указанных работ экспериментальных методик (метод γ -просвечи-

Таблица 4.1. Экспериментальные исследования истинного объемного паросодержания двухфазных потоков щелочных металлов

Источник	Условия проведения эксперимента	Давление, МПа	Массовое паросодержание	Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Плотность теплового потока, МВт/м ²
[9]	Калий. Вертикальная труба $d = 5,4$ мм, без обогрева. Измерение ϕ по электросопротивлению	0,1—0,15	0,03—0,86	58—488	—
[10]	Смесь калия и 8% натрия. Горизонтальная труба $d = 12,6$ мм, $l/d = 73$, без обогрева. Измерение ϕ методом γ -просвечивания	0,004—0,24	0,017—0,17	132—752	—
[11]	Калий. Горизонтальная труба $d = 15,7$ мм, $l/d = 54$, без обогрева. Измерение ϕ по перепаду на диафрагме	0,09—0,14	0,01—0,09	160—605	—
[12]	Натрий. Вертикальная труба $d = 9$ мм, $l/d = 13$, без обогрева. Измерение ϕ по электросопротивлению	0,05—0,17	До 0,86	75—2600	—
[13]	Натрий. Обогреваемая труба $d = 5$ мм, $l/d = 145$. Измерение ϕ по электросопротивлению	0,1—0,2	До 0,45	150—400	0,2—1,05
[14]	Натрий. Труба		Параметр $X_{tt} = 0,15—1,2$	67—200	0,12—0,25
[15]	Натрий. Обогреваемая труба $d = 14,9$ мм, $l/d = 68$. Измерение ϕ по электросопротивлению	0,09—0,11	0,03—0,05	—	—
[16]	Натрий, кольцо $d = 8,6/6,6$ мм. Обогрев внутренней стержня, $l/d = 300$, ϕ определялась сравнением показаний двух расходомеров (жидкая фаза и парожидкостная смесь)	~0,1	Параметр $X_{tt} = 6—15$	—	—

вания при наличии толстых стенок в [10] и определение ϕ по перепаду на диафрагме в [11]).

Из рис. 4.4 видно, что значения ϕ не зависят от массовой скорости в диапазоне изменения последней от 150 до 400 кг/(м²·с). К аналогичному выводу пришли также авторы работы [9], в опытах которых массовая скорость изменялась от 50 до 490 кг/(м²·с).

Таким образом, можно сделать заключение о правомерности расчетов истинного объемного паросодержания по методике Мартинелли—Локкарта либо по равноэффективной методике А. А. Арманда.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Одним из наиболее важных вопросов является проблема правильного аналитического описания двухфазных потоков щелочных металлов, которое позволило бы надежно рассчитывать параметры среды по длине канала. При этом, естественно, существенным оказывается выбор эмпирических констант или частных соотношений, на современной стадии развития знаний неизбежно включаемых в описание анализируемого явления для замыкания основной системы уравнений.

Пузырьковый режим течения, характеризующийся достаточно равномерным распределением паровой фазы в жидкой, и эмульсионный режим, отличающийся однородным распределением мелкодиспергированной жидкой фазы в паровом потоке, лучше всего описываются уравнениями гомогенной среды. Под гомогенной средой понимается некая эффективная однофазная среда с осредненной плотностью. В основе осреднения лежит допущение об отсутствии скольжения фаз, т. е. условие равенства их скоростей. Для данных двух типов течения это допущение представляется достаточно правомерным. Тогда

$$1/\rho_{\text{ГОМ}} = x/\rho'' + (1-x)/\rho' \quad (4.4)$$

Выбор эффективной вязкости гомогенной смеси достаточно произволен. Наилучшее совпадение с экспериментом дает обратное среднее значение вязкости

$$1/\mu_{\text{ГОМ}} = x/\mu'' + (1-x)/\mu' \quad (4.5)$$

или

$$\mu_{\text{ГОМ}} = \mu' \quad (4.6)$$

С учетом вышесказанного уравнения сохранения для одномерного гомогенного течения в трубе запишутся следующим образом:

$$\rho w = \text{const}; \quad (4.7)$$

$$(\rho w) \frac{dw_{\text{ГОМ}}}{dz} = - \frac{dp}{dz} - \frac{d(\Delta p_{\text{ТР}})}{dz} - \rho_{\text{ГОМ}} g \sin \theta; \quad (4.8)$$

$$(\rho w) di_0/dz = 4q/D, \quad (4.9)$$

где θ — угол наклона оси канала к горизонту; D — диаметр трубы. Член $d(\Delta p_{\text{ТР}})/dz$ в уравнении (4.8) рассчитывается по обычным формулам для однофазного течения, используя при определении члена Рейнольдса значения $\mu_{\text{гом}}$ согласно (4.5) или (4.6). Снарядный режим течения, как нестационарный, будет рассмотрен в главе 5.

Для описания дисперсно-кольцевого потока лучше всего воспользоваться моделью раздельного течения, когда все три компонента (пар, капли влаги и жидкая пленка) имеют свои скорости w'' , $w_{\text{к}}$ и $w_{\text{пл}}$ и занимают соответствующие доли проходного сечения трубы φ , $\varphi_{\text{к}}$ и $\varphi_{\text{пл}}$. Течение считается стационарным и одномерным, механическое взаимодействие между каплями не учитывают. Термодинамической неравновесностью также пренебрегают, т. е. считается, что температура в данном сечении повсюду соответствует равновесной статическому давлению температуре насыщения T_s . Оценки показывают, что определяющий теплоотдачу перегрев пленки не вносит сколько-либо существенных изменений в уравнение энергии, а значительного перегрева или переохлаждения паровой фазы относительно T_s в рассматриваемом потоке трудно ожидать [19]. Тепловыделение вследствие диссипации энергии не учитывается.

В этих условиях уравнения сохранения, описывающие двухфазный жидкометаллический поток, принимают следующий вид [20]:

Уравнение неразрывности:

$$\rho w = \rho'' \varphi w'' + \rho' \varphi_{\text{к}} w_{\text{к}} + \rho' \varphi_{\text{пл}} w_{\text{пл}} = \text{const.} \quad (4.10)$$

Уравнение движения:

$$\begin{aligned} \rho'' \varphi w'' \frac{dw''}{dz} + \rho' \varphi_{\text{к}} w_{\text{к}} \frac{dw_{\text{к}}}{dz} + \rho' \varphi_{\text{пл}} w_{\text{пл}} \frac{dw_{\text{пл}}}{dz} + \kappa'' (w'' - w_{\text{пл}}) + \\ + \kappa' (w_{\text{к}} - w_{\text{пл}}) = - \frac{dp}{dz} - \\ - \frac{d(\Delta p_{\text{ТР}})}{dz} - g \sin \theta (\rho'' \varphi + \rho' \varphi_{\text{к}} + \rho' \varphi_{\text{пл}}), \end{aligned} \quad (4.11)$$

где κ'' — скорость фазового перехода (испарения) из пленки в пар:

$$\kappa'' = d(\rho'' \varphi w'')/dz, \quad (4.12)$$

а κ' — скорость перехода (уноса) жидкости из пленки в капли в ядре потока

$$\kappa' = d(\rho' \varphi_{\text{к}} w_{\text{к}})/dz. \quad (4.13)$$

После подстановки (4.12) и (4.13) в (4.11) и соответствующих преобразований с учетом (4.10) получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\rho'' \varphi w''^2) + \frac{d}{dz} (\rho' \varphi_{\text{к}} w_{\text{к}}^2) + \frac{d}{dz} (\rho' \varphi_{\text{пл}} w_{\text{пл}}^2) = \\ = - \frac{dp}{dz} - \frac{d(\Delta p_{\text{ТР}})}{dz} - g \sin \theta (\rho'' \varphi + \rho' \varphi_{\text{к}} + \rho' \varphi_{\text{пл}}). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Далее, имея в виду, что

$$\rho'' \varphi w'' = \rho w x, \quad (4.15)$$

$$\rho' \varphi_{\text{к}} w_{\text{к}} = \rho w (1 - x) \psi, \quad (4.16)$$

где ψ — доля жидкости, приходящаяся на капли, а

$$\rho' \varphi_{\text{пл}} w_{\text{пл}} = \rho w (1 - x) (1 - \psi), \quad (4.17)$$

и записывая $w_{\text{к}}$ как $w_{\text{к}} = \chi w''$, где χ — отношение скорости капля к скорости пара (скольжение каплей), получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left[\frac{(\rho w x)^2}{\rho \rho''} \right] + \frac{d}{dz} \left[\frac{(\rho w)^2}{\rho \rho'} x (1 - x) \psi \chi \right] + \\ + \frac{d}{dz} \left[\frac{(\rho w)^2}{\rho \rho'} (1 - x)^2 (1 - \psi)^2 \right] = - \frac{dp}{dz} - \\ - \frac{d(\Delta p_{\text{ТР}})}{dz} - g \sin \theta (\rho'' \varphi + \rho' \varphi_{\text{к}} + \rho' \varphi_{\text{пл}}) \end{aligned} \quad (4.18)$$

или

$$- \frac{dp}{dz} = \frac{d(\Delta p_{\text{УСК}}'')}{dz} + \frac{d(\Delta p_{\text{УСК}}^{\text{к}})}{dz} + \frac{d(\Delta p_{\text{УСК}}^{\text{пл}})}{dz} + \frac{d(\Delta p_{\text{ТР}})}{dz} + \frac{dp_{\text{ГС}}}{dz}. \quad (4.18a)$$

В этом уравнении $d(\Delta p_{\text{УСК}}'')/dz$, $d(\Delta p_{\text{УСК}}^{\text{к}})/dz$ и $d(\Delta p_{\text{УСК}}^{\text{пл}})/dz$ — составляющие перепада давления, связанные с ускорением соответственно пара, капля и пленки, $d(\Delta p_{\text{ТР}})/dz$ характеризует потери давления на трение, а $dp_{\text{ГС}}/dz$ — на преодоление гидростатического напора.

Уравнение энергии имеет вид

$$\begin{aligned} w'' \rho'' \varphi \frac{di_0''}{dz} + \rho' w_{\text{к}} \varphi_{\text{к}} \frac{di_{\text{ОК}}}{dz} + \rho' w_{\text{пл}} \varphi_{\text{пл}} \frac{di_{\text{ОПЛ}}}{dz} + \\ + (i_0'' - i_{\text{ОПЛ}}) \frac{d}{dz} (\rho'' w'' \varphi) + (i_{\text{ОК}} - i_{\text{ОПЛ}}) \frac{d}{dz} (\rho' w_{\text{к}} \varphi_{\text{к}}) = \frac{4q}{D}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

где i_0'' , $i_{\text{ОК}}$ и $i_{\text{ОПЛ}}$ — энтальпии торможения соответственно пара, капля и пленки $i_0 = i + w^2/2$. Или с учетом (4.10)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\rho w x) i_0'' + \frac{d}{dz} (\rho w) (1 - x) \psi i_{\text{ОК}} + \\ + \frac{d}{dz} (\rho w) (1 - x) (1 - \psi) i_{\text{ОПЛ}} = \frac{4q}{D}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Решение системы уравнений (4.10), (4.18) и (4.20) следует проводить по участкам, в пределах которых изменение свойств жидкости и пара не влияет на точность расчета, или же данную систему следует дополнить описанием зависимости свойств от параметров потока. Видно, что для использования уравнений (4.18) и (4.20) необходимо знать величины φ , $\varphi_{\text{пл}}$, ψ , χ , а также $d/dz(\Delta p_{\text{ТР}})$. Остановимся на этом вопросе более подробно.

Как было показано в предыдущем параграфе, для расчета φ — истинного объемного паросодержания двухфазного потока щелоч-

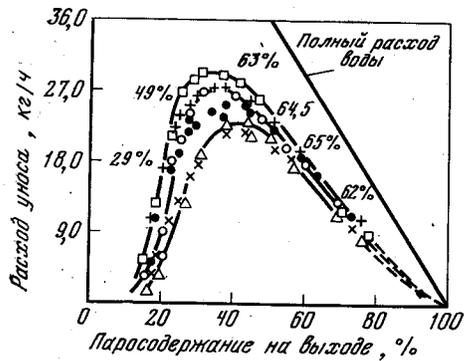


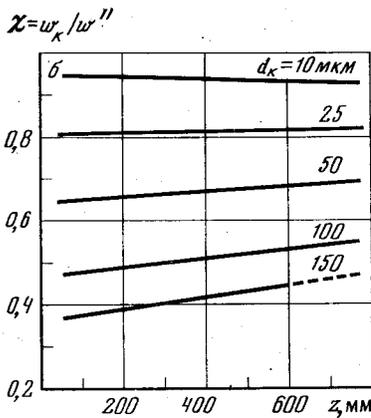
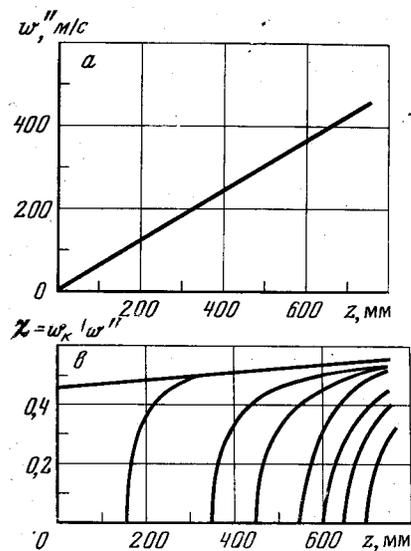
Рис. 4.6. Зависимость уноса от паросодержания в трубе диаметром 9,5 мм и длиной l (полный расход смеси 72,6 кг/ч) по данным [6]

- 1
- 2
- △ 3
- + 4
- 5
- × 6

1 — $l = 3,65$ м, $p = 0,175$;
 2 — то же, $p = 0,246$;
 3 — то же, $p = 0,350$;
 4 — $l = 1,82$ м, $p = 0,175$;
 5 — то же, $p = 0,246$;
 6 — то же, $p = 0,350$ МПа

Рис. 4.7. Изменение скорости пара и коэффициента скольжения капель по длине парогенерирующей трубы диаметром 3,5 мм

Натрий, $q = 0,59$ МВт/м²,
 $p = 0,1$ МПа (расчет)



ного металла — можно с успехом использовать соотношения Мартинелли—Локкарта (см. рис. 4.3 совместно с формулой (4.2)) или А. А. Арманда (4.3). При массовых паросодержаниях $x > 0,1$ без заметного ущерба для точности расчетов ϕ можно принять постоянным и равным 0,97. Оценки показывают, что вклад составляющей перепада давления на ускорение пленки мал, поэтому если положить $\phi_{пл} = 1 - \phi$, то это не приведет к ощутимым погрешностям.

Коэффициент уноса ψ в общем случае является функцией расхода жидкости в пленке и скорости пара. В работе [21] дается эмпирическое соотношение для критической скорости пара, по превышении которой начинается унос:

$$(w''_{кр} \mu' / \sigma) (\rho'' / \rho')^{0,5} = 2,5 \cdot 10^{-4}. \quad (4.24)$$

Экспериментальные данные по интенсивности уноса весьма скудны. Кроме [21], можно еще указать исследования В. А. Чернухина [22], а также Трун Хванмина и Хьюга, Джилла и Хьюитта, Казинса и Хьюитта. Анализ результатов последних трех работ содержится в [6]. Все эти исследования выполнены на газокикостных и пароводяных смесях низкого давления, тем самым с известной осторожностью их результаты могут быть применены к парометаллическим потокам. Согласие между этими данными не всегда удовлетворительное, поскольку на опытные значения ψ , кроме указанных факторов, влияли также условия образования пленки и формирования газового потока, диаметр и форма канала.

На рис. 4.6 представлены результаты опытов Хьюитта с сотрудниками [6] по уносу капель в адиабатическом потоке. Цифрами около верхней кривой указана доля влаги, приходящаяся на капли (коэффициент ψ). Видно, что после начала уноса он быстро достигает 50% и далее удерживается на постоянном уровне, близком к 60—65%. Таким образом, вопрос о значениях ψ в двухфазных потоках щелочных металлов требует своего изучения. В качестве ориентировочной цифры можно принять $\psi = 0,6$.

Отношение скорости капель и пара χ зависит от размера капли и времени ее пребывания в канале. На рис. 4.7 представлены результаты расчета скорости пара (а) и коэффициента скольжения капель (б, в) в парогенерирующей трубе диаметром 3,5 мм при тепловом потоке 0,59 МВт/м² (рабочая жидкость — натрий)*. Как видно из рис. 4.7, б, для мелких капель диаметром 10—25 мкм значение коэффициента χ составляет 0,8—0,9, тогда как для капель диаметром 100 мкм он равен всего лишь 0,5. На рис. 4.7, в показано влияние длины пути разгона капли на коэффициент χ для капли диаметром 100 мкм. Пересечение кривой с осью абсцисс дает координату срыва капли. Видно, что индивидуальное значение χ приближается к асимптотическому лишь после того, как капля пролетит примерно 250 мм.

Максимальный размер капли определяется критическим значением числа Вебера

$$We = \rho'' w''_{отн} D_k / 2\sigma, \quad (4.22)$$

где $w''_{отн} = w'' - w_k$; D_k — диаметр капли. Согласно различным источникам, значение $We_{кр}$ колеблется в пределах от 6 до 22. Чаще берут значение, близкое к нижнему пределу.

Вследствие низких рабочих давлений парометаллические потоки характеризуются большими скоростями пара w'' и соответственно высокими значениями $w''_{отн}$. Это приводит к возрастанию доли капель малого диаметра. Соответственно при проведении оценочных расчетов можно принять значение $\chi = 0,7$.

* Расчеты выполнены авторами книги.

Таблица 4.2. Результаты экспериментальных исследований гидравлического сопротивления двухфазных потоков щелочных металлов

Источник	Условия проведения эксперимента	Давление, МПа	Массовое паросодержание	Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Плотность теплового потока, МВт/м ²
[9]	Калий. Вертикальная труба из нержавеющей стали $d = 6,25$ мм, $l/d = 65$, без обогрева. Вертикальная труба из нержавеющей стали $d = 6$ мм, $l/d = 53$, без обогрева и с обогревом	0,1—0,15	0,05—0,8	105—350	0,08—0,7
[23]	Калий. Вертикальная труба из сплава Shetule 40, $d = 15,7$ мм, $l/d = 39$, без обогрева. Вертикальная труба из сплава Shetule 40, $d = 15,7$ мм, $l/d = 36$, секция в середине трубы длиной 300 мм имела индукционный обогрев	0,06—0,29	0,01—0,31	200—1330	0—1,04
[40]	Калий + 8% натрия. Горизонтальная труба $d = 12,6$ мм, $l/d = 73$, без обогрева	0,004—0,24	0,06—0,38	109—759	—
[41]	Калий. Горизонтальная труба из нержавеющей стали $d = 15,7$ мм, $l/d = 54$, без обогрева	0,09—0,14	0,01—0,09	160—605	—
[42]	Натрий. Обогреваемая вертикальная труба $d = 9$ мм, $l/d = 24$ и 44. Измерения на адиабатическом участке $l/d = 13$, расположенном непосредственно за обогреваемой зоной	0,05—0,47	До 0,86	75—2600	До 7,4
[24]	Натрий. Обогреваемая труба из нержавеющей стали $d = 5$ мм, $l/d = 100$	0,1—0,2	До 0,45	150—400	0,2—1,05
[25]	Натрий. Обогреваемая труба $d = 6$ мм длиной $l/d = 166$ из сплава Naupness Кольцо $8,6 \times 1$ мм, $l/d = 300$, обогреваемый стержень	0,08	До 0,2 $X_{tt} = 10^{-1}-1,5$ $X_{tt} = 10^{-2}-30$ $X_{tt} = 8 \cdot 10^{-2}-5 \cdot 10^{-1}$	~300—1600	До 3,0
[26]	Натрий, необогреваемая труба	0,01—0,7	До 0,7	До 1,85	До 1,85
[27]	Натрий. Семистержневый пучок $d = 5$ мм, $s/d = 1,3$, $l_{об} = 0,6$ м, измерения на адиабатическом участке непосредственно за зоной обогрева, $l_{изм} = 0,2$ м	0,09—0,21	До 0,7	50—1400	0,3—1,7

ПОТЕРИ НА ТРЕНИЕ В ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

Работа аппаратов на жидкометаллических теплоносителях протекает при низких давлениях, поэтому потери давления в системе оказываются величиной того же порядка, что и абсолютное давление. Это предъявляет повышенные требования к точности и надежности используемых расчетных формул и лежащих в их основе опытных данных. Даже наиболее надежные расчетные соотношения, предложенные для обычных теплоносителей, желательно проверить непосредственными экспериментами со щелочными металлами.

Краткие характеристики выполненных исследований по определению потерь давления на трение в двухфазных потоках щелочных металлов приведены в табл. 4.2. Результаты некоторых из них даются на рис. 4.8, где по оси абсцисс отложен параметр Мартинелли $X_{tt} = [\Delta p / \Delta l]' / (\Delta p / \Delta l)'^{0,5}$, рассчитываемый по формуле (4.2). По оси ординат отложен другой параметр Мартинелли Φ_l , дающий отношение потерь давления на трение в двухфазном потоке и при течении только жидкой фазы:

$$\Phi_l = [(\Delta p / \Delta l)_{дв} / (\Delta p / \Delta l)']^{0,5} \quad (4.23)$$

Согласно [17], в случае турбулентного течения пленки и ядра потока связь между параметрами Φ_l и X_{tt} описывается кривой Φ_{tt} (см. рис. 4.3). Из рис. 4.8 видно, что опытные данные [9, 11, 23, 25, 26] в целом согласуются с зависимостью Мартинелли—Локкарта, хотя отклонение не столь уж мало, если учесть, что сопоставление проведено по параметру Φ_l , а не по перепаду давления $(\Delta p_{тр})_{дв}$. Поскольку последний пропорционален Φ_l^2 , то расхождение опытных и расчетных значений $(\Delta p_{тр})_{дв}$ может в худшем случае достигать $\pm 50\%$. Отметим, что данные [10], не показанные на рисунках, имеют такое же приблизительно отклонение от указанной расчетной зависимости.

Из рис. 4.8, а также видно, что данные Кайзера с сотрудниками [12] для круглой трубы лежат значительно выше остальных. В этой работе измерение потерь давления производилось на адиабатическом участке длиной 13 калибров, расположенном на расстоянии всего 4-х калибров за рабочей секцией с индукционным обогревом, причем плотности тепловых потоков в последней были очень высоки (от 2,1 до 7,4 МВт/м²). В таких условиях на измерительном участке в двухфазной смеси продолжался интенсивный разгон капель потоком пара (см. рис. 4.7, а). Авторы указанной работы не учитывали это обстоятельство, что, по-видимому, и явилось причиной указанного отклонения опытных данных.

На рис. 4.9 представлены результаты другого исследования А. Кайзера [27], выполненного на семистержневой сборке. Видно, что в этом случае опытные данные хорошо согласуются с зависимостью Мартинелли—Локкарта [17]. Это, по-видимому, связано с меньшей по сравнению с [12] плотностью теплового потока и на-

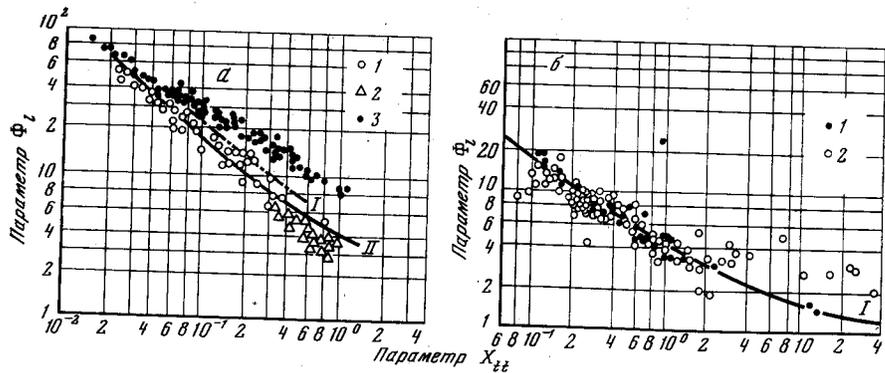


Рис. 4.8. Сопротивление трения в двухфазных потоках щелочных металлов

а — опытные данные: 1 — [9]; 2 — [11]; 3 — [12];
 I — кривая, осредняющая данные [23];
 II — зависимость Мартинелли—Локкарта [17];
 б — опытные данные: 1 — [25]; 2 — [26];
 I — зависимость Мартинелли—Локкарта [17]

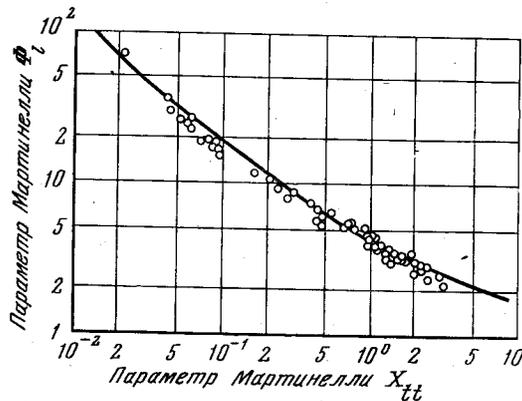


Рис. 4.9. Сопротивление трения двухфазного потока натрия [27]
 о — опытные данные; — — кривая Мартинелли—Локкарта [17]

личием в канале дистанционирующих вставок, что могло приводить к дополнительной сепарации влаги на стенки и уменьшению составляющей падения давления на ускорение капель.

Таким образом, оказывается, что данные по гидравлическому сопротивлению двухфазных потоков щелочных металлов без обогрева, а в некоторых случаях и с обогревом [25, 27] вполне удовлетворительно описываются зависимостью Мартинелли—Локкарта. Для выявления степени влияния обогрева (испарения) нужна была постановка более тщательных измерений, что было выполнено авторами [24].

Помимо [17], имеется ряд других полуэмпирических методик расчета сопротивления трения в двухфазных потоках. Это работы А. А. Арманда [18], Леви [28], Серидзава и Митиеси [29], Бароци [30]. Все они основаны на модели раздельного течения и используют примерно те же допущения, что и [17]. Так, авторы [29] дополняют зависимость Мартинелли—Локкарта [17] набором сложных поправочных кривых, учитывающих влияние массовой скорости и физических свойств среды. В [30] дается графическая за-

висимость Φ_l от массового паросодержания x и некоторого параметра свойств $(\mu'/\mu'')^{0,2}/(\rho'/\rho'')$, также дополняемая поправочным графиком, учитывающим массовую скорость.

А. А. Арманд [18] и Леви [28] для расчета Φ_l рекомендуют выражение

$$\Phi_l^2 = C_1 / (1 - \varphi)^{C_2} \quad (4.24)$$

Согласно [28], $C_1 = 1$, а $C_2 = 2$, что вытекает из элементарного анализа поставленной задачи, поскольку скоростной напор жидкой пленки возрастет в $1/(1 - \varphi)^2$ раз по сравнению с течением того же расхода жидкой фазы по всему сечению трубы. Согласно [18], C_1 и C_2 не являются постоянными, их значения в разных диапазонах φ различны.

$$\text{При } \varphi = 0,65 - 0,90 \quad C_1 = 0,478, \quad C_2 = 2,2;$$

$$\text{При } \varphi = 0,9 - 0,999 \quad C_1 = 1,73, \quad C_2 = 1,64. \quad (4.24a)$$

При этом при $\beta \geq 0,9$ значения φ рассчитываются по формуле (4.3), а при $\beta < 0,9$ принимаются равными 0,833 $\bar{3}$.

Величина φ в этих работах определяется несколько отличающимися комбинациями параметров: как уже отмечалось ранее, у Арманда $\varphi = \varphi(x, \rho w, \rho', \rho'', \mu')$, тогда как у Леви — $\varphi = \varphi(x, \rho', \rho'')$.

В результате возникла следующая ситуация. Для обобщения данных весьма ограниченного числа экспериментальных работ по гидравлическому сопротивлению парометаллических потоков предложено примерно равное число расчетных методик, причем расхождение между результатами расчетов по ним в диапазоне режимных параметров, охваченном экспериментами, меньше разброса данных, полученных в этих экспериментах. Учитывая это обстоятельство, можно сделать вывод, что применение усложненных методик [29, 30] вряд ли оправданно, тем более что используемые в них значения поправочных множителей для щелочных металлов недостаточно обоснованы. Методика Леви [28], как показывает анализ, описывает данные для двухфазных потоков обычных жидкостей при давлении, близком к атмосферному, несколько хуже, чем зависимость Мартинелли—Локкарта [17].

Таким образом, оказывается, что наиболее подходящими и достаточно надежными для расчета $\Delta p_{тр}$ в адиабатических парометаллических потоках являются зависимости Мартинелли—Локкарта (см. рис. 4.3, кривая Φ_{lt}) и А. А. Арманда (4.24). Возможно, что последняя является даже несколько более предпочтительной, поскольку есть основания полагать, что Φ_l как для обычных жидкостей, так и для жидких металлов зависит от массовой скорости. В зависимости А. А. Арманда в отличие от [17] эта зависимость отражена.

В последнее время появились работы [6, 31], авторы которых рассматривают двухфазные потоки в каналах в рамках усложненных моделей, более полно учитывающих гидродинамическое взаи-

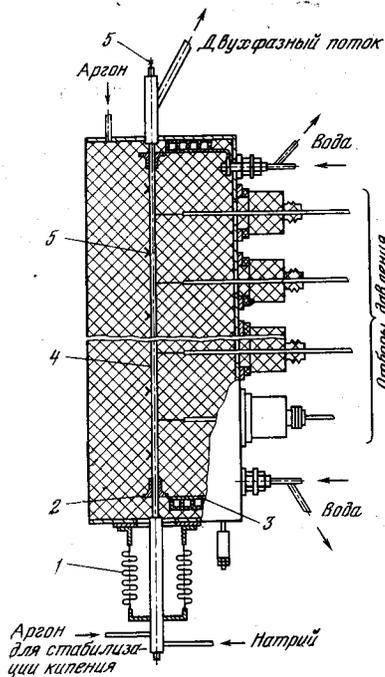


Рис. 4.11. Опытные данные ИВТАН [24] по сопротивлению трения двухфазного потока натрия с подводом тепла

1 — $\rho w = 150$; 2 — 200; 3 — 250; 4 — более 300 кг/(м²·с); — — расчет по зависимости Мартинелли—Локкарта [17]

модействие фаз. При использовании таких моделей главной проблемой остается нахождение конкретного вида зависимостей, описывающих процессы волнообразования, уноса и осаждения капель. Соответствующий экспериментальный материал весьма ограничен даже для двухфазных потоков обычных жидкостей и практически полностью отсутствует для парометаллических потоков. Поэтому в настоящее время, по-видимому, рано оценивать эффективность этих методик применительно к расчетам $\Delta p_{тр}$ в потоках щелочных металлов.

Перейдем теперь к анализу опытов ИВТАН [24], в которых определение потерь давления осуществлялось в условиях подвода тепла. Второй существенной особенностью эксперимента было измерение статического давления в шести сечениях по длине канала (рис. 4.10), что значительно повышало точность опытных данных.

При сравнении полученных значений $\Delta p_{тр}$ с зависимостями А. А. Арманда и Мартинелли—Локкарта для адиабатических двухфазных потоков было обнаружено отклонение опытных точек вниз от расчетных зависимостей (рис. 4.11). Подобное отклонение экспериментальных результатов от зависимостей для адиа-

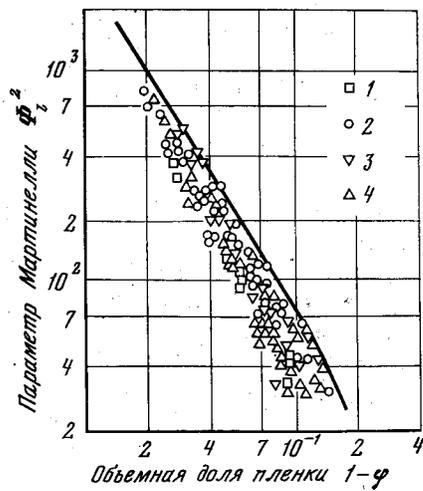


Рис. 4.10. Эскиз рабочего участка в опытах ИВТАН [24]

- 1 — сифон;
- 2 — токоподводы;
- 3 — охранный нагреватель;
- 4 — рабочая трубка;
- 5 — термомпары

батических потоков вполне естественно, если учесть, что генерация пара происходит путем испарения с поверхности пленки, текущей по стенке трубы. Оттесняющее воздействие потока пара, испаряющегося с межфазной поверхности, на основное течение приводит к уменьшению касательных напряжений на межфазной поверхности по сравнению со случаем адиабатического течения. В данной ситуации роль испарения становится аналогичной роли вдува в задачах пограничного слоя на проницаемой стенке. Снижение касательных напряжений, в свою очередь, оказывает влияние на взаимодействие парового ядра с жидкой пленкой, текущей по стенке. В результате изменяются гидродинамические характеристики пленки (ее средняя толщина, высота волн и т. д.), т. е. наблюдается своего рода вторичный эффект, вызываемый потоком пара с межфазной поверхности.

В целом в соответствии с указанными соображениями сопротивление трения двухфазного жидкометаллического потока с подводом тепла запишется следующим образом:

$$(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{дв} = (\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ои}\psi, \quad (4.25)$$

где ψ — относительный коэффициент сопротивления, учитывающий изменение касательных напряжений на межфазной поверхности под действием вдува, а $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ои}$ — потери давления на трение в условном адиабатическом потоке с измененными под действием вдува характеристиками пленки. Характеристики пленки в этом потоке принимаются теми же, что и в реальном потоке с испарением. В силу вышеизложенного

$$(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ои} = (\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ад}\psi_1, \quad (4.26)$$

где $\psi_1 \leq 1$, а $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ад}$ — потери давления в адиабатическом потоке при тех же режимных параметрах без вдува. Естественно, что разделить оба вышеупомянутых эффекта (снижение касательных напряжений и изменение характеристик пристенной пленки) крайне сложно. Поэтому приведенная ниже обработка опытных данных носит в известной степени условный характер.

Влияние вдува на величину касательных напряжений рассматривалось в работах Кутателадзе и Леонтьева [32], Сполдинга [33], Уоллиса [4]. Полученные в этих работах расчетные соотношения дают почти совпадающие значения относительного коэффициента трения Ψ в области характерной для наших экспериментов интенсивности вдува. Нами было принято соотношение, приведенное в [32]:

$$\Psi = (1 - 0,19b)^2 / (1 + 0,25b)^{0,2}, \quad (4.27)$$

где b — параметр вдува, характеризующий относительную интенсивность испарения с межфазной поверхности. В соответствии с [32] его можно записать следующим образом:

$$b = \frac{(\rho w)''_{ст}}{(\rho w)''} \frac{2}{C_{foи}} = \frac{4q\rho w x}{r\rho'' D\varphi^{1,5}} \frac{1}{(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ои}}. \quad (4.28)$$

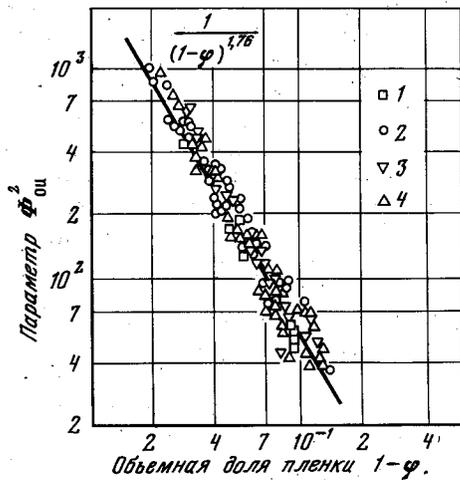
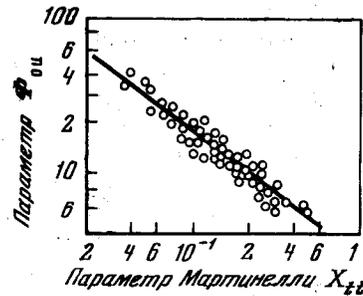


Рис. 4.12 Зависимость параметра Φ_{oi}^2 от объемной доли пленки $1 - \varphi$ [24]

1 — $\rho w = 150$; 2 — 200; 3 — 250;
4 — более 300 кг/(м²·с)

Рис. 4.13 Зависимость Φ_{oi} от параметра Мартинелли X_{tt}



Вычисленные с помощью формул (4.25), (4.27) и (4.28) по результатам экспериментов значения $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{oi}$ представлены на рис. 4.12 в виде зависимости параметра $\Phi_{oi}^2 = [(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{oi}/(\Delta p_{тр}/\Delta l)']^{0,5}$ от объемной доли пленки $1 - \varphi$ и на рис. 4.13 в виде зависимости Φ_{oi} от параметра Мартинелли X_{tt} .

Осредняющая кривая на рис. 4.12 аппроксимируется зависимостью

$$\Phi_{oi}^2 = 1/(1 - \varphi)^{1,76}, \quad (4.29)$$

справедливой в области значений $1 - \varphi$ от 0,02 до 0,14. Величина $(1 - \varphi)$ рассчитывается по уравнению А. А. Арманда (4.3).

Экспериментальные значения Φ_{oi} (см. рис. 4.13) в функции параметра Мартинелли $X_{tt} = (1/x - 1)^{0,9} (\rho''/\rho')^{0,5} (\mu'/\mu'')^{0,1}$ можно описать уравнением

$$\lg \Phi_{oi} = 0,366 (\lg X_{tt})^2 - 0,108 \lg X_{tt} + 0,737. \quad (4.30)$$

Согласно уравнению (4.26) $\Phi_{oi} < \Phi_{ад}$. Наибольшие расхождения приходится на область $0,03 < (1 - \varphi) < 0,1$. При $(1 - \varphi) < 0,03$ значения Φ_{oi} и $\Phi_{ад}$ сближаются, что, по-видимому, связано с большей устойчивостью пленок малой толщины к внешним воздействиям.

Тем самым выполненные эксперименты показали заметное влияние подвода тепла на характеристики трения в двухфазном потоке щелочного металла. Если же по тем или иным причинам в текущей по стенке канала пленке щелочного металла возникнет кипение, то сложные выше закономерности влияния подвода тепла на гидравлическое сопротивление могут в какой-то мере измениться.

Уравнения (4.29) и (4.30) обобщают опытные данные работы [24]. Возможно, что получение дополнительных данных на других щелочных металлах внесет некоторые коррективы. Поэтому ес-

ли вводить поправку ψ на влияние вдува не к величине $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{oi}$, а к $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ад}$, то мы заведомо получим оценки $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{дв}$ с некоторым запасом.

В итоге можно рекомендовать следующую методику расчета потери давления на трение в двухфазном потоке щелочного металла. По известным режимным параметрам определяют потери давления на трение при течении в выбранном канале только жидкой фазы с расходом $\rho w (1 - x)$, т. е. величину $(\Delta p_{тр}/\Delta l)'$. При этом используют обычные соотношения для однофазного теплоносителя. Затем, рассчитав по формуле (4.2) параметр X , по графику (см. рис. 4.3) находят значение параметра Φ_i и определяют $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ад} = \Phi_i^2 (\Delta p_{тр}/\Delta l)'$. После этого, воспользовавшись формулой (4.28), находят параметр вдува b , заменив в знаменателе $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{oi}$ на $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ад}$. Зная значение b , по формуле (4.27) определяют Ψ и рассчитывают значение $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{дв} = (\Delta p_{тр}/\Delta l)_{ад} \Psi$. При этом, как уже указывалось, получаются значения $(\Delta p_{тр}/\Delta l)_{дв}$ с некоторым запасом.

ВЫВОДЫ

1. Основные режимы течения двухфазных потоков щелочных металлов те же, что и у обычных теплоносителей. При давлении, близком к атмосферному, преобладает дисперсно-кольцевой режим течения.

2. Расчет истинного объемного паросодержания двухфазных потоков щелочных металлов с приемлемой точностью можно осуществить по известным методикам Мартинелли—Локкарта (см. рис. 4.3) и Арманда (уравнение (4.3)).

3. Для описания дисперсно-кольцевых потоков щелочных металлов целесообразно использовать модель раздельного течения, уравнения (4.10), (4.18), (4.20) с привлечением необходимых дополнительных данных для истинного объемного паросодержания смеси, доли уноса влаги и коэффициента скольжения капель. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования значений двух последних величин для щелочных металлов.

Для описания пузырькового и эмульсионного (дисперсного) режимов течения целесообразно использовать уравнения гомогенного течения, уравнения (4.4) — (4.9).

4. Расчет сопротивления трения адиабатических двухфазных потоков щелочных металлов целесообразно выполнять по методикам Мартинелли—Локкарта [17] или Арманда [18]. Обе методики дают примерно одинаковые по точности результаты.

5. Сопротивление трения двухфазных потоков с подводом тепла ниже, чем в адиабатических потоках, что связано с отесняющим воздействием потока пара с межфазной поверхности на основное течение. Расчет сопротивления трения в этом случае целесообразно производить согласно методике, изложенной в заключительном параграфе данной главы.

ГИДРОДИНАМИКА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

ДИНАМИЧЕСКОЕ КИПЕНИЕ

Уже ранние исследования выявили [1—4], что в условиях замедленного перегрева щелочного металла его движение после вскипания приобретает характер выброса отдельных снарядоподобных пузырей (рис. 5.1). На рисунке представлено изменение во времени показаний датчиков давления и температуры натрия на выходе из экспериментального участка в опытах [4]. Видно, что течение носит пульсирующий, периодический характер, а параметры среды претерпевают резкие изменения. В силу указанных обстоятельств подобного рода кипение зачастую называется динамическим, а течение квазиснарядным.

При «установившемся» снарядном течении, когда паровые снаряды небольшой длины регулярным образом чередуются с жидкостными пробками, касательными напряжениями на стенке вокруг пузыря в силу малой скорости течения жидкой пленки обычно пренебрегают и давление вдоль снаряда считается неизменным. Тогда гидравлическое сопротивление потока определится трением о стенку жидкостных пробок, движущихся со средней массовой скоростью течения. Долю длины канала, занятую пробками, приближенно принимают равной $(1 - \varphi)$, где φ , как обычно, истинное объемное паросодержание потока. В этом случае изменение давления вдоль канала приобретает вид, изображенный на рис. 5.2 [5].

Однако использовать имеющиеся данные по гидравлическому сопротивлению «установившихся» снарядных течений для описания процессов, происходящих при динамическом кипении, не представляется возможным, поскольку в последнем случае определяющую роль начинают играть инерционные эффекты, связанные с разгоном столба жидкости, находящегося перед паровым снарядом, причем значения ускорения тем выше, чем больше перегрев жидкости или плотность подводимого теплового потока. Так, в [3] при перегревах, доходивших до 330°C , были зафиксированы скорости роста пузыря до $19,7\text{ м/с}$, а ускорение границы пузыря составляло $100\text{—}500\text{ м/с}^2$. Схожие результаты наблюдались при исследовании динамического кипения в кольцевых [6, 7] и прямоугольных [8] каналах.

В работах [9—12] задача роста парового пузыря и выброса пробки жидкости рассмотрена аналитически. В работе [9] Н. И. Булеевым с сотрудниками принималось, что над верхним концом жидкой пробки высотой h находится свободный паровой объем, также считалось, что в жидкости существует равномерно распределенный источник мощностью $q_v = q_{ст} \Pi / F$ (Π — периметр канала, F — его поперечное сечение), тепловой поток со свобод-

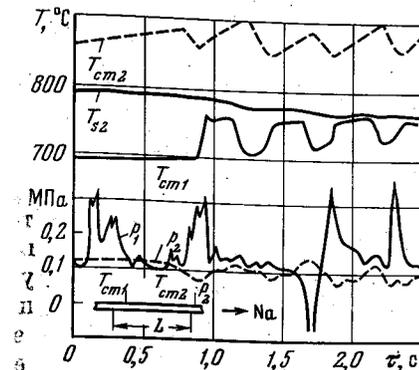


Рис. 5.1. Изменение давления и температуры при динамическом кипении натрия [4]. Труба диаметром 8 мм и обогреваемой длиной $L = 166\text{ мм}$; индукционный обогрев, $q = 1,63\text{ МВт/м}^2$



Рис. 5.2. Мгновенное распределение давления вдоль канала при снарядном течении [5]

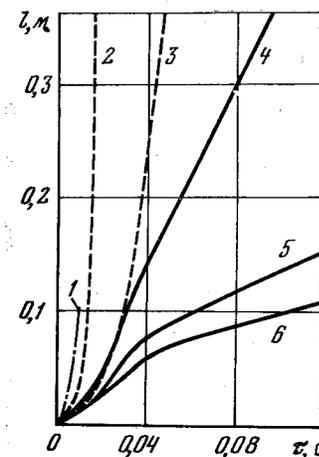


Рис. 5.3. Изменение длины l парового пузыря во времени при $\Delta T_n = 40^\circ\text{C}$ [9]

1 — с учетом испарения пленки натрия на стенке, $q = 1,75\text{ МВт/м}^2$, $h = 0,1\text{ м}$; 2 — то же, $q = 1,75\text{ МВт/м}^2$, $h = 0,4\text{ м}$; 3 — то же, $q_{ст} = 0,175\text{ МВт/м}^2$, $h = 0,1\text{ м}$; 4 — без учета испарения с поверхности пленки натрия; $q_{ст} = 1,75\text{ МВт/м}^2$, $h = 0,4\text{ м}$; 5 — то же, $q_{ст} = 0,175\text{ МВт/м}^2$; 6 — то же, $q_{ст} = 0$

ной поверхности столба жидкости равен нулю и теплообмен со стенками канала отсутствует. Рассматривались случаи с наличием и отсутствием пленки жидкости между пузырем и стенкой. Считалось, что в случае существования пленки последняя имеет бесконечно малую толщину, температуру, равную T_s , и в процессе выброса за счет наступающего через стенки теплового потока $q_{ст}$ не успевает полностью испариться. При этом полагали, что жидкость находится в термодинамическом равновесии с паром. Результаты решения задачи для начального перегрева, равного 40°C , показаны на рис. 5.3. Видно, что при наличии испарения пленки натрия, остающейся между пузырем и стенкой, скорость выброса резко возрастает и при тепловом потоке $1,75\text{ МВт/м}^2$ выпаривание канала длиной $h = 0,4\text{ м}$ длится примерно 20 мс. Скорости выброса достигают 300 м/с , а заброс давления при максимальных тепловых потоках доходит до 5 МПа .

Расчетные модели других авторов [10—12] строились в принципе на тех же предпосылках, но включали некоторые дополнительные моменты. Так, в [10] рассматривался косинусоидальный закон тепловыделения по высоте твэла и учитывалось изменение во времени температуры твэла. Последнее обстоятельство оказалось весьма существенным. В работе [12] авторами учитывалась сжимаемость паровой фазы.

Эксперименты [13, 14], выполненные на фреонах 11 и 113, а также на воздуховодяной смеси, показали, что при выбросе одиночных снарядов толщина пленки, остающейся на стенке канала, соответствует истинному объемному влагосодержанию, равному примерно 0,15. Это количество влаги в характерных для ЖМБР условиях может испариться за 0,2—0,3 с. При достаточно большом напоре насоса выброс одиночных пузырей повторяется с частотой несколько герц. В этом случае благодаря периодическому прохождению жидких пробок происходит пополнение влагой оставшейся на стенках пленки, и она не успевает полностью испариться.

Описанная выше ситуация наблюдается далеко не всегда. Выше уже отмечалось, что вскипание в канале при больших ΔT_n сопровождается значительным ростом давления в зоне образования пузыря. Это приводит к опрокидыванию течения на входе в канал и нарушению регулярного характера выброса жидкостных пробок. Естественно, что со снижением ΔT_n уменьшается и «бросок» давления.

В главе 2 было показано, что в характерных конструкциях ЖМБР благодаря наличию в потоке натрия пузырьков инертного газа начальный перегрев близок к нулю. Поэтому рост парового объема происходит более спокойно, с меньшей скоростью. В этом случае после выталкивания столба жидкости, расположенного над паровым пузырем, в канале устанавливается однонаправленное кольцевое течение [15]. По мере развития процесса количество образовавшегося пара увеличивается, растет и сопротивление его истечению из канала. Поэтому через определенный промежуток времени, примерно после 1—1,5 с, давление в начальной части канала возрастает настолько, что напор, развиваемый насосом, оказывается не в силах преодолеть его. Поэтому и в данной ситуации в итоге возникает опрокидывание течения на входе в канал. В работе [15] отмечается, что подобное опрокидывание течения наступает быстрее в сборках с большим числом тепловыделяющих стержней, поскольку в этом случае отношение скорости генерации пара в зоне вскипания к скорости его конденсации в зоне пониженной температуры оказывается выше.

В работе Брука, Кайзера и Пепплера [16] подробно описана последовательность развития кольцевого течения в семистержневом пучке с диаметром стержней 6 мм, шагом 7,9 мм и длиной обогреваемой зоны 600 мм. Первоначально в конце обогреваемого участка возникал одиночный пузырек очень небольшого размера. Длительность его существования до момента схлопывания составила 110 мс. Последующий пузырек был уже достаточно протяжен-

ным, его эквивалентная длина равнялась 8 мм. Этим размерам пузырек достигал за 0,15 с. Через 0,25 с и этот пузырек схлопывался. И наконец, в результате третьего вскипания устанавливался кольцевой режим течения, причем пар занимал 2/3 объема обогреваемой зоны.

Появление кольцевого течения коренным образом меняет картину снабжения влагой пристенной пленки. Детали процесса влагообмена в кольцевом потоке рассмотрены в главе 4. Здесь важно отметить одно дополнительное обстоятельство. Из-за опрокидывания течения на входе нарушается поступление жидкости в зоны, расположенные вниз по течению. И тогда вследствие некомпенсированного уноса и осевого транспорта влаги вдоль твэла высыхание пристенной пленки может произойти существенно скорее, нежели в случае квазиснарядного течения. Согласно [17], для этого достаточно нескольких десятков миллисекунд. Эксперименты [16] подтвердили, что появлению осушенных зон всегда предшествовало опрокидывание течения на входе.

Скорость пара на выходе из сборки весьма велика, она достигает 100 м/с. В этих условиях высыхание пленки (кризис теплоотдачи) может произойти при довольно низких значениях массового паросодержания, меньших 25%.

ГИДРОДИНАМИКА ПРИ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЯХ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

В последние годы акцент в исследованиях гидродинамики нестационарных двухфазных потоков щелочных металлов заметно сместился в сторону анализа переходных режимов, вызываемых остановом насоса (при наличии выбега ротора и без него), разрывом трубопровода, подающего жидкий металл в зону обогрева, резким увеличением мощности и различного рода блоками проходного сечения активной зоны. Поскольку реализация соответствующей экспериментальной программы сопряжена с чрезвычайно большими затратами, то основным путем исследования стал так называемый «машинный эксперимент». Были модернизированы программы, ранее успешно применявшиеся для описания однофазных течений теплоносителя (например, английская программа *SABRE*), а также разработаны новые программы [*SAS* (США), *CAFCA* (Франция), *ASFRE* (Япония), *MICHELLE* (Италия)]. Эти программы в той или иной степени опираются на данные исследований гидродинамики стационарных парометаллических потоков. Проверка их эффективности осуществляется сопоставлением с результатами экспериментов на многостержневых сборках.

Реальный режим течения в сборках будет либо дисперсно-кольцевым, либо близким к нему по гидродинамическим характеристикам квазиснарядным со снарядами очень большой длины. Однако из данных главы 4 следует, что при математическом описании дисперсно-кольцевого режима возникают серьезные затруднения,

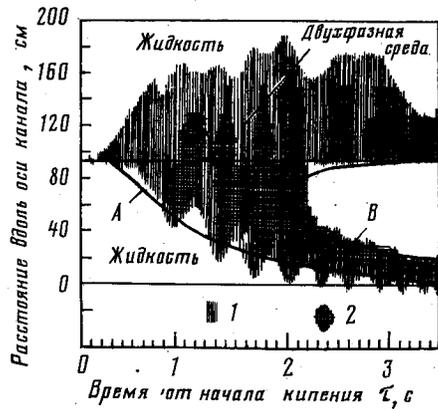


Рис. 5.4. Развитие парового объема. Расчеты по программе SAS [20]
 А — граница начала кипения; В — граница зоны плавления твэл; 1 — паровой объем; 2 — зона сухой стенки

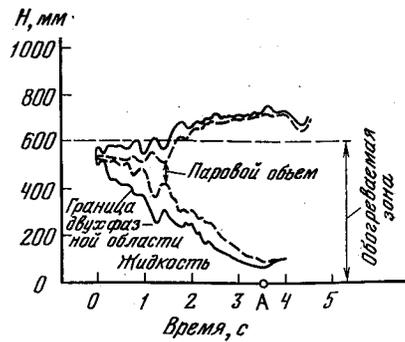


Рис. 5.5. Опытные данные по динамике парового объема [28]
 Семистержневой пучок, $d = 6$ мм, $s = 7,9$ мм. Обогреваемая длина 600 мм; А — момент отключения мощности

связанные с недостатком экспериментальных данных по межфазному массообмену и по скольжению фаз. Поэтому используемые расчетные программы опираются, как правило, на гомогенную модель течения, хотя она, естественно, в меньшей степени отвечает реально возникающей ситуации, нежели модель дисперсно-кольцевого потока. Некоторым дополнительным аргументом в пользу применения гомогенной модели служит наличие в сборках дистанционирующих элементов, способствующих перемешиванию смеси и приближению ее структуры к гомогенной.

Рассмотрим типичный подход к описанию течения на примере модели SABRE. В различных модификациях этой программы [18] смесь считается термодинамически равновесной и гомогенной. Все свойства смеси определяются как сумма взятых пропорционально массовой доле значений соответствующих свойств отдельных фаз, при этом плотности паровой и жидкой фаз берутся при температуре насыщения. Условно принимается, что парообразование начинается при достижении энтальпией потока i' (значения энтальпии жидкой фазы на линии насыщения). Течение считается несжимаемым. В одном из вариантов (SABRE-4), разработанном специально для нестационарного кипения, дополнительно вводится некоторое постоянное значение скольжения фаз. Поскольку в программе используются уравнения сохранения в форме, характерной для однофазных потоков, то определенные трудности возникают при выборе модели для описания турбулентной вязкости гомогенной смеси. Схожие допущения используются и в других моделях.

В работе [19] отмечалось, что одномерные модели, такие, как

SAS, в первом приближении удовлетворительно описывают динамику роста парового объема и течение в сборке. Все же дополнительный учет неравномерности распределения температуры по радиусу сборки и межканального перемешивания (переход к двумерным моделям) при известном усложнении расчетов позволяет получить в большей степени совпадающие с экспериментом результаты. Этот учет двумерности процесса осуществлен в последних модификациях программы SABRE, в программах NATREX, CAFCA, COBRA и некоторых других. В ряде работ, как, например, в [20], показана важность учета теплоемкости топлива и оболочки, т. е. учета сопряженного характера рассматриваемой задачи.

Наряду с расчетными работами был выполнен ряд экспериментов в условиях, приближающихся к натурным с семистержневыми [15, 16, 21], 19-стержневыми [22—24] и 37-стержневыми [24] сборками, а также с пучками, имитирующими касеты реальных ЖМБР. В частности, исследовались 169-стержневые пучки [25, 26] и 60°-ный сектор 169-стержневого пучка [27]. Совпадение результатов расчетов с данными экспериментов на настоящем этапе работ над программами следует признать приемлемым. Тем не менее проявление чрезмерного оптимизма относительно достоверности количественных результатов, получаемых в итоге расчетов, по-видимому, преждевременно.

Остановимся вкратце на некоторых результатах выполненных исследований. На рис. 5.4 представлены данные расчетов по программе SAS [20], иллюстрирующие процесс развития парового объема в канале после останова насоса при номинальной нагрузке. Видно, что участки с осушенной стенкой появляются через 0,8 с после начала кипения, причем осушение стенки происходит сначала преимущественно в нижней части активной зоны, что связано с опрокидыванием течения на входе и малыми скоростями пара в этой зоне. В верхней части активной зоны осушение стенки наступает поз-

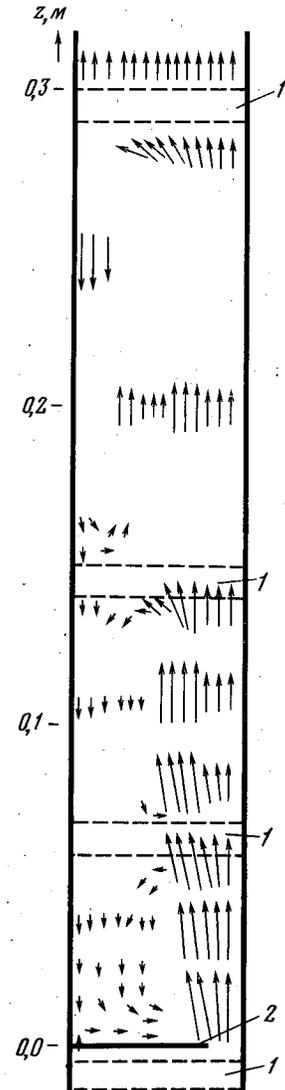


Рис. 5.6. Вторичные течения в следе за центральным препятствием [27].
 1 — дистанционирующая решетка; 2 — центральная блокада (68,5% проходного сечения)

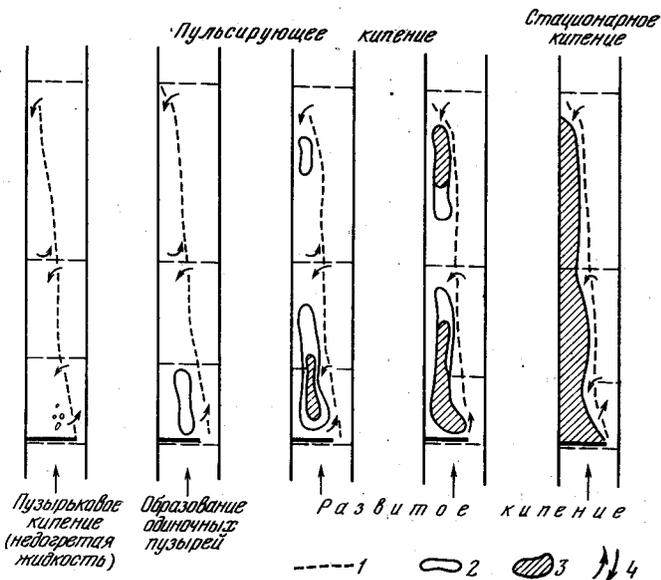


Рис. 5.7. Развитие парового объема в следе за центральной (68,5% проходного сечения) блокадой. Сектор (60°) 169-стержневой пучка [27]

1 — зона влияния блокады; 2 — паровое образование; 3 — зона осушенной стенки; 4 — направление вторичных токов

же, причем периодически наблюдается повторное смачивание теплоотдающей поверхности.

На рис. 5.5 показаны опытные данные [28] по изменению парового объема при резком закрытии клапана на входе в семистержневой пучок. Видно, что паровая полость, возникнув на выходе из пучка, затем распространяется навстречу потоку.

В работе [29] отмечается, что при останове насоса паровая полость возникает вблизи оси канала, а затем сравнительно медленно распространяется на периферию пучка. Однако следует заметить, что скорость роста паровой полости в радиальном направлении зависит от радиального градиента температур.

Современные конструкции ЖМБР исключают резкую закупорку каналов из-за попадания в них инородных тел. Частичная блокада сечения все же возможна в результате постепенного заноса каналов или деформации сборки. Опыты [27] показали, что в следе за центральной блокадой возникают интенсивные вторичные течения (рис. 5.6). Вследствие этого подобная закупорка проходного сечения не вызывает повышения температуры теплоносителя и кипения в сборке даже при номинальном тепловыделении, если не снизить расход теплоносителя. Иная картина складывается при угловой блокаде. В этом случае, как показали эксперименты, кипение может возникнуть уже при закупорке 21% проходного сечения сборки.

Если же расход теплоносителя заметно снизится, то кипение возникнет и в следе частичной центральной блокады. Последовательные стадии развития этого процесса изображены на рис. 5.7.

Вновь следует подчеркнуть ограниченность имеющихся данных по гидродинамическим характеристикам нестационарных двухфазных потоков металлов. В силу этого сделанные на их основе выводы следует рассматривать как предварительные.

ВЫВОДЫ

1. Неустановившееся (динамическое) кипение щелочных металлов носит характер выброса отдельных пузырей большой длины, при этом определяющую роль в развитии процесса играют инерционные эффекты, связанные с ускорением массы жидкости.

2. Динамическое кипение сопровождается опрокидыванием течения на входе в канал, что нарушает его снабжение влагой и ускоряет высыхание оставшейся на стенке пленки жидкости.

3. Существует ряд отработанных методик расчета гидродинамики нестационарных течений в кассетах ЖМБР. Эти методики качественно правильно отражают процессы, происходящие при останове насоса, резком увеличении мощности и блокаде (закупорке) части проходного сечения активной зоны. Ограниченность экспериментальных данных не позволяет в должной мере оценить надежность количественных результатов.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТЕПЛОТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В КАНАЛАХ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА

В табл. 6.1 приведены краткие характеристики условий проведения экспериментов и полученные в них результаты. Часть из них приведена рис. 6.1.

В большинстве работ (см. табл. 6.1), кроме [4, 6, 12], коэффициент теплоотдачи α был пропорционален плотности теплового потока q в той или иной степени, как правило, близкой к 0,7. Заметного влияния на коэффициент теплоотдачи массовой скорости и паросодержания не было отмечено. Наличие степенной зависимости α от q , типичной для кипения в большом объеме, позволило ряду авторов сделать вывод о существовании в двухфазном потоке щелочного металла пузырькового кипения на стенке трубы, как это происходит у обычных теплоносителей.

В работе [13] авторами книги был выдвинут тезис об осуществлении фазового перехода при кипении щелочного металла в канале испарением с поверхности пленки жидкого металла, без образо-

Таблица 6.1. Данные по теплоотдаче целочных металлов в условиях вынужденного течения

Источник	Условия проведения эксперимента	Давление, МПа	Плотность теплового потока, МВт/м ²	Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Массовое паросодержание	Коэффициент теплоотдачи, кВт/(м ² ·°С)	Примечание
[1]	Калий. Вертикальная труба из молибдена, $d = 4$ мм, $l/d = 30$ ÷ ÷82, электрический обогрев, восходящее движение	0,015—0,41	0,105—1,2	22—270	0,04—0,75	8,6—77	α пропорционален $q^{0,7}$
[2]	Калий. Вертикальная труба из сплава ВМЦ, $d = 4$ мм, $l/d = 100$	0,2—1,7	0,7—1,8	20—660	0,02—0,75		То же
[3]	Калий. Змеевиковые трубы из нержавеющей стали, $d = 10$ мм, $l/d = 140$ и 286 из ниобий-циркониевого сплава, $d = 4$ мм, $l/d = 242$. Восходящее движение, электрический обогрев	0,09—2,0	0,03—0,51	14—205	0,03—0,84		То же
[4]	Калий. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 8,25$ мм, $l/d = 135$. Обогрев нагревателями сопротивления	0,1	0,185—1,1	125—290	0,11—0,76	35—50	Стабилизация кипения подачей пара на вход ($x = 0,005$) α не зависит от q α пропорционален $q^{0,7}$. Режимы с пульсациями
[5]	Калий. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 22$ мм, $l/d = 42$. Обогрев нагревателями сопротивления. Труба из ниобий-циркониевого сплава, $d = 7$ мм, $l/d = 42$. Обогрев нагревателями сопротивления	0,1	0,097—0,12	20—50	0,32—0,81	8—15	Режимы с пульсациями
		0,12—0,8	До 1,03	155—1160	До 0,8	До 90	Режимы с пульсациями

Таблица 6.1 (окончание)

Источник	Условия проведения эксперимента	Давление, МПа	Плотность теплового потока, МВт/м ²	Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Массовое паросодержание	Коэффициент теплоотдачи, кВт/(м ² ·°С)	Примечание
[6]	Нагрый. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 5$ мм, $l/d = 145$. Электрический обогрев	0,1—0,2	0,2—1,05	150—400	До 0,45	Более 10 ²	Стабилизация кипения втувом малого количества инертного газа и впадинами резервуарного типа. α не зависит от q α , пропорционален $q^{0,7}$. Режимы с пульсациями
[7]	Калий. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 10$ мм, $l/d = 60$, 80. Электрический обогрев	0,04—3,4	До 0,62	74—1490	До 0,15		
[8]	Калий. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 6$ и 7 мм, $l/d = 60$, 80. Электрический обогрев	0,07—0,44	0,08—1,0	25—570	0,05—1,0	3—40	Режимы с пульсациями
[9]	Цезий. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 7$ мм, $l/d = 71,5$. Электрический обогрев	0,13—0,53	0,115—0,7	400—850	0,07—0,68	19,5—78	—
[10]	Калий. Горизонтальная труба, $d = 4,57$ мм, $l/d = 71$ с завихрителями. Обогрев нагревателями сопротивления	0,16—0,32	До 1,85	80—550	0,2—0,65	60—290	—
[11]	Калий. Вертикальная труба, $d = 23,6$ мм, $l/d = 73$	0,56	До 1,4	70—810	0,1—0,65	6,3—62	Режимы с пульсациями
[12]	Нагрый. Вертикальная труба из нержавеющей стали, $d = 3,5$ мм, $l/d = 220$, электрический обогрев	0,07—0,19	0,2—0,7	165—310	До 0,6	15—50	Стабилизация кипения подачей малого количества инертного газа

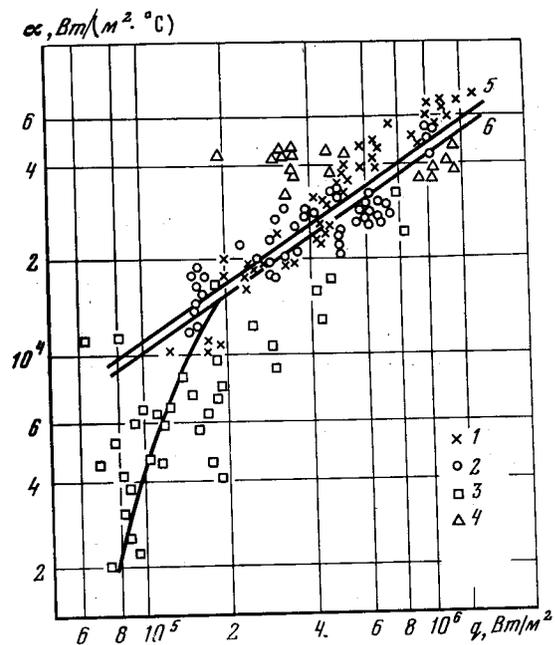


Рис. 6.1. Теплоотдача при кипении калия в трубах

1 — данные [1], $d = 4$ мм; 2 — данные [7], $d = 10$ мм; 3 — данные [8], $d = 6$ и 7 мм; 4 — данные [4], $d = 8,25$ мм; 5 — осредняющая кривая [1]; 6 — осредняющая кривая [7]; 7 — осредняющая кривая [8]

вания пузырьков на стенке *. Как было показано в главе 4, при давлениях, близких к атмосферному, кольцевой режим течения наступает при массовом паросодержании в несколько процентов. Если учесть, что в условиях рассматриваемых экспериментов (кипение металлов в трубах диаметром, как правило, менее 10 мм) пленка жидкости имеет малую толщину, а теплопроводность жидкого металла и интенсивность переноса тепла испарением с поверхности пленки высоки, то перегрев стенки относительно температуры насыщения будет незначительным и, по всей видимости, недостаточным для появления и развития паровых зародышей, тем более что для щелочных металлов характерно затрудненное вскипание (см. главу 1). Отсюда следует, что пузырьковое кипение в пленке жидкости в условиях кольцевого или дисперсно-кольцевого режима течения жидкометаллического теплоносителя в трубе маловероятно.

Как видно из табл. 6.1, результаты ряда работ не отвечают этой гипотезе. В связи с этим остановимся более подробно на усло-

* В дальнейшем термин «кипение» для краткости будет обозначаться как собственно кипение, сопровождающееся образованием пузырьков пара на стенке, так и процесс испарения с поверхности пленки. В тех случаях, когда потребуется уточнение механизма процесса, в тексте будут содержаться необходимые оговорки.

виях проведения экспериментов и попытаемся сначала определить влияние на теплоотдачу устойчивости двухфазных потоков щелочных металлов. К этому побуждают, в частности, данные [4]. В этой работе в опытах в трубе диаметром 22 мм при малых скоростях и тепловых потоках наблюдались пульсации режимных параметров. Коэффициенты теплоотдачи оказались сравнительно низкими, и они укладывались на степенную зависимость α от q . В другой же серии опытов, выполненной в трубе диаметром 8,25 мм, благодаря подаче на вход в парогенерирующий

канал малых расходов пара кипение протекало устойчиво. Значения коэффициентов теплоотдачи составляли 35—50 кВт/м² и не зависели от плотности теплового потока (см. рис. 6.1). Пульсации режимных параметров были характерны и для работ [5, 7, 11]. Из рис. 6.1 видно, что данные [8] были получены при малых q , т. е. в режимах, отличающихся малой устойчивостью, свидетельством чего служит большой разброс опытных данных. Таким образом, оказывается, что в тех опытах, в которых не обеспечена должная стабилизация кипения, наблюдается степенная зависимость α от q . При этом значения α , как правило, оказываются ниже, чем в опытах [4], где зависимость α от q отсутствовала (см. треугольники на рис. 4.1).

Ряд необычных моментов наблюдался и при изучении теплоотдачи в условиях искусственной стабилизации процесса кипения [12]. В этих опытах в начале зоны кипения на участке достаточно большой протяженности отмечалось возрастание разности температур стенки и насыщения, т. е. уменьшение по длине канала значений коэффициента теплоотдачи. Качественно это находило свое отражение в росте температуры стенки вдоль канала, тогда как температура насыщения из-за падения давления естественно, не могла не снижаться (рис. 6.2). Аналогичный рост температуры стенки наблюдался и в ряде опытов в работе [4]. Можно предположить, что в этих случаях, несмотря на относительную устойчивость работы парогенерирующего канала в целом, в зоне закипания на определенном участке даже при подаче на вход газа или пара существовал квазиснарядный режим течения. Это могло привести к перегреву пробок жидкости или частичному высыханию пленки жидкости вокруг снаряда и обусловить рост усредненного во времени значения температуры стенки. Результирующее влияние плотности теплового потока на коэффициент теплоотдачи в

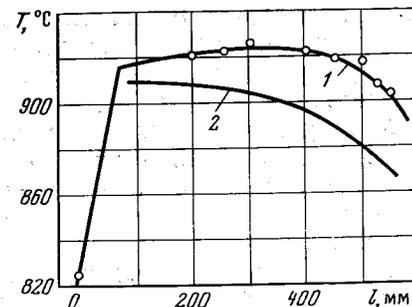


Рис. 6.2. Изменение температуры стенки и насыщения вдоль парогенерирующего канала в опытах [12] Натрий, $d = 3,5$ мм; $\rho_w = 224$ кг/м³ с; $q = 0,47$ МВт/м²; $x_{\text{вых}} = 0,32$; 1 — температура внутренней стенки (измеренная); 2 — температура насыщения (расчетная)

подобном случае может оказаться различным. С ростом q коэффициент теплоотдачи может как возрастать, так и снижаться, так как q определяет и скорость прогрева, и продолжительность существования пробки жидкости. Указанные факторы действуют на величину $T_{ст}$ в противоположных направлениях.

Таким образом, наличие пульсаций или возникновение снарядного режима течения изменяют характер зависимости α от q и, как правило, снижают интенсивность теплоотдачи. Отсюда следует, что стабилизация процесса кипения является непрерывным условием получения надежных данных по теплоотдаче в типичном для щелочных металлов дисперсно-кольцевом режиме течения. Из числа приведенных в табл. 6.1 этому требованию отвечают работы [1—3, 4, 6].

Анализируя опытные данные (см. рис. 6.1), несложно убедиться, что определяемая в результате экспериментов разность температур стенки и насыщения $\Delta T_{\alpha} = T_{ст} - T_s$ весьма мала и составляет примерно 10°C . Поэтому, помимо неустойчивости кипения, вторым фактором, который может оказать влияние на получаемые результаты и вытекающие из них заключения, является точность измерения ΔT_{α} , поскольку о механизме процесса переноса тепла свидетельствует не только характер зависимости α от q , но и абсолютная величина значений ΔT_{α} .

Анализ методик работ по теплоотдаче к кипящим жидкометаллическим потокам показал, что наиболее трудно определяемым параметром является температура насыщения. В большинстве работ эта температура находилась расчетным путем по измеренным давлениям или температуре на выходе (иногда дополнительно измерялись параметры на входе в парогенерирующий канал [4]). Подобный подход существенно снижает точность определения T_s . Непосредственное экспериментальное определение температуры потока по длине опытной трубки проводилось только в работе [3] и в исследованиях авторов [6]. Согласно выполненному анализу [16] и проведенным методическим опытам, измерение температуры потока термомпарами, установленными в гильзах, неизбежно связано с трудно учитываемыми погрешностями, поскольку из-за присущих двухфазному потоку щелочного металла больших скоростей течения в месте установки гильзы могут возникать значительные местные потери давления, искажающие профиль давления, а тем самым и температуры насыщения. При малых массовых паросодержаниях может наблюдаться так называемая инверсия температурного профиля [17]. Причиной последней, по видимому, является перегрев жидких пробок. Исходя из вышесказанного авторы отказались от определения T_s по показаниям термомпар, и в работе [6] в шести сечениях по длине трубы измерялось давление среды, а уже по нему, используя таблицы физических свойств натрия, находилось распределение T_s . По мнению авторов, подобная методика измерений в сочетании с подачей на вход трубы для стабилизации кипения малого количества инертного газа и применением в этих же целях искусственных впадин ре-

зервуарного типа обеспечивает наибольшую точность определения T_s , а тем самым и ΔT_{α} .

Опыты [6] были поставлены специально для проверки описанной выше гипотезы фазового перехода в трубах путем испарения с межфазной поверхности. Результаты измерений показаны на рис. 6.3. Прежде чем перейти к их анализу, необходимо сделать одно предварительное замечание. Среднеквадратическая погрешность определения ΔT_{α} в [6] составляла в зависимости от режимных параметров $2,7\text{—}3,6^{\circ}\text{C}$. Даже при такой высокой точности измерений из-за малых абсолютных значений определяемой величины наблюдается заметный разброс опытных точек на рис. 6.3. Однако этот разброс не столь уж велик, поскольку для заключения о механизме переноса тепла прежде всего важен уровень значений ΔT_{α} .

Малая абсолютная величина T_{α} указывает на высокие значения коэффициентов теплоотдачи ($\alpha = (2 \div 7) \cdot 10^5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$). Столь интенсивная теплоотдача может быть объяснена лишь тем, что тепло от стенки к паровому ядру потока переносится теплопроводностью через пленку жидкости, текущую по стенке, и испарением с ее поверхности.

Перепад температур ΔT_{α} складывается из перепада температур в пленке $\Delta T_{пл}$ и разности температур, обусловленной фазовым переходом, ΔT_{ϕ} :

$$\Delta T_{\alpha} = \Delta T_{пл} + \Delta T_{\phi}, \quad (6.1)$$

где

$$\Delta T_{пл} \cong qD(1 - \phi)/4\lambda, \quad (6.2)$$

где значение $1 - \phi$ находится по зависимости Арманда (4.3). Формула для определения ΔT_{ϕ} непосредственно следует из выражения (2.19) для потока тепла при испарении:

$$\Delta T_{\phi} = \frac{qT_s v'' (2\pi RT_s/M)^{0.5}}{r^2 \beta}. \quad (6.3)$$

С учетом данных [14] из формулы (6.3) можно получить следующее частное соотношение для определения ΔT_{ϕ} для натрия:

$$\Delta T_{\phi} = 2,08 \cdot 10^{-4} \frac{q \sqrt{RT_s^5}}{\beta r \exp(-12020/T_s + 21,94)}. \quad (6.4)$$

Коэффициент испарения β в формулах (6.3) и (6.4), согласно [15], принимается равным 1,67. Рассчитанные по формуле (6.4) значения ΔT_{α} для условий рассматриваемого эксперимента [6] составили $0,8\text{—}2,5^{\circ}\text{C}$ (см. рис. 6.3, кривая 1), что близко к опытным данным. Результаты измерения теплоотдачи, полученные в работе [6], экспериментально подтвердили гипотезу переноса тепла испарением с межфазной поверхности.

Расслоения опытных данных по массовой скорости не было обнаружено. Не наблюдалось также и влияния массового паросо-

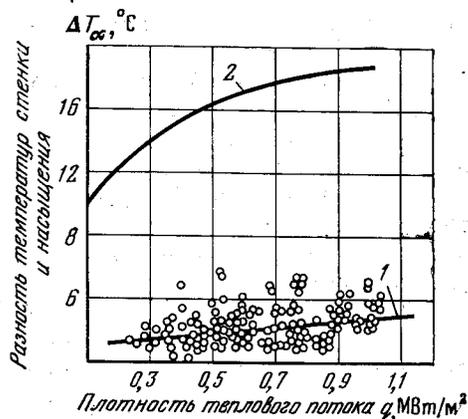


Рис. 6.3. Результаты измерения теплоотдачи при кипении натрия в трубе [6]
 ○ — опытные данные [6]; 1 — расчет по формулам (6.1) — (6.3); 2 — осредняющая кривая [1]

держания, о чем свидетельствует эквидистантность кривых температуры стенки и насыщения вдоль трубы (рис. 6.4).

С учетом вышесказанного формулы (6.1) — (6.3) рекомендуются для расчета разности температур стенки и насыщения при кипении щелочных металлов в трубах в условиях дисперсно-кольцевого течения. Зная ΔT_α , несложно найти и сам коэффициент теплоотдачи.

На рис. 6.3 приведена также кривая 2, осредняющая опытные данные работы [1]. Близкие значения ΔT_α были получены в опытах тех же авторов, проведенных на змеевиковых трубах с непосредственным измерением T_s термопарами [3]. Несмотря на меньшую точность определения ΔT_α в этих экспериментах по сравнению с опытами [6], полученные данные представляются достаточно надежными.

Разности температур, представленные кривой 2 рис. 6.3, отвечают степенной зависимости α от q , что характерно для случая пузырькового кипения на стенке. Достаточно определенно причину возникновения кипения в тонкой пленке жидкого металла в условиях устойчивого течения указать невозможно. Можно лишь выдвинуть гипотезу о возможном влиянии примесей в потоке.

Рассмотрим варианты схемы передачи тепла от стенки в паровое ядро потока при кольцевом или дисперсно-кольцевом режимах течения. На рис. 6.5 показаны гипотетические радиальные профили температур, соответствующие этим вариантам. Профиль температур (см. рис. 6.5, а) реализуется в случае, если в парогенерирующий канал поступает металл с малым содержанием примесей. В этих условиях кипение на стенке трубы должно отсутствовать, поскольку перегрев стенки ΔT_α относительно температуры насыщения недостаточен для активации центров парообразования и развития паровых пузырей.

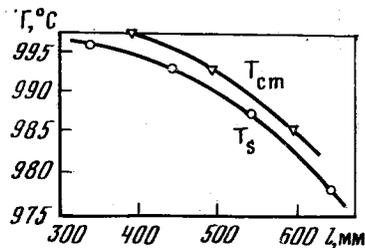


Рис. 6.4. Изменение температуры стенки и насыщения вдоль парогенерирующего канала в опытах [6]

Натрий, $d = 5$ мм; $q = 1$ МВт/м², $\rho_w = 347$ кг/м³·с, $x_{\text{вых}} = 0,3$

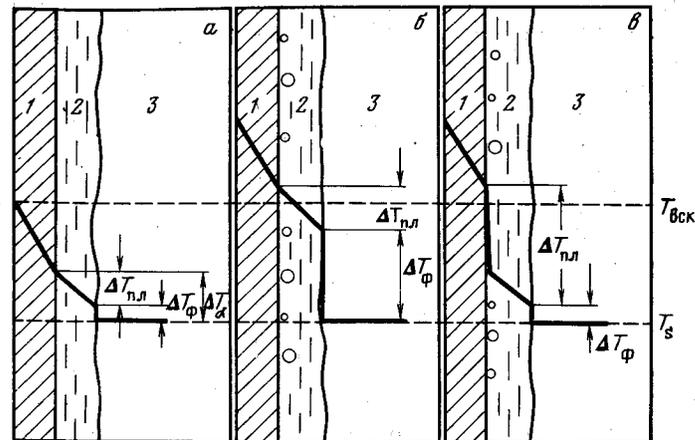


Рис. 6.5. Гипотетический радиальный профиль температуры в кольцевом жидкометаллическом потоке с подводом тепла

а — передача тепла испарением в случае малого количества примесей в жидком металле; б — кипение металла в условиях выноса примесей на межфазную поверхность; в — кипение металла в условиях концентрации примесей у греющей стенки; 1 — стенка; 2 — пленка жидкого металла; 3 — паровое ядро потока

При поступлении в парогенерирующую трубу металла с повышенным содержанием примесей перепад температур может быть больше. Во-первых, испарение с поверхности пленки может оказаться затрудненным вследствие выноса на межфазную поверхность примесей (см. рис. 6.5, б). Коэффициент испарения при этом существенно уменьшится, а перепад температур, необходимый для фазового перехода, ΔT_ϕ и соответственно температура в пленке и теплоотдающей поверхности $T_{ст}$ возрастут. Если же концентрация примесей произойдет в ламинарном подслое у греющей поверхности, то это приведет к росту $\Delta T_{пл}$, и тогда радиальный профиль температур будет иметь вид, изображенный на рис. 6.5, в. Если же в двух последних случаях температура внутренней поверхности стенки превысит температуру $T_{вск}$, необходимую для появления и развития паровых пузырьков, то на стенке начнется пузырьковое кипение.

На основании опытных данных авторов [6] можно заключить, что использование в качестве теплоносителя технически чистого натрия с массовым содержанием кислорода не выше 0,01% обеспечивает теплоотдачу в режиме испарения. Очистка натрия от кислорода до указанного значения успешно достигается с помощью холодных ловушек любого типа.

Вопрос о механизме теплоотдачи важен главным образом с физической точки зрения. Во многих практических ситуациях при расчете теплопередачи термическим сопротивлением кипящего потока жидкого металла можно пренебречь, поскольку интенсивность теплоотдачи даже в случае кипения на стенке остается достаточно

высокой. В то же время в ряде приложений, например в высокотемпературных тепловых трубах, вопрос о механизме передачи тепла и разности температур при испарении рабочей жидкости приобретает большое значение, поскольку с ним в известной мере связана эффективность и надежность работы этих устройств. Кроме того, режим переноса тепла, как было показано в главе 4, существенно сказывается на величине гидравлического сопротивления двухфазного парометаллического потока с подводом тепла. Поэтому организация режима теплоотдачи посредством испарения с поверхности пленки оказывается важной технической задачей.

ВЫВОДЫ

1. Фазовый переход при дисперсно-кольцевом течении щелочных металлов в каналах, как правило, осуществляется испарением с поверхности пристенной пленки жидкого металла без образования пузырьков (кипения) на стенке. Это связано с малой толщиной и высокой теплопроводностью жидкой пленки, а также высокой интенсивностью процесса испарения. Эффективные коэффициенты теплоотдачи при этом достигают сотен кВт/м².
2. Влияние массовой скорости и массового паросодержания на теплоотдачу, по-видимому, несущественно.
3. Для расчета разности температур стенки и насыщения в дисперсно-кольцевых двухфазных потоках щелочных металлов с подводом тепла целесообразно использовать формулы (6.1)—(6.3).
4. Наблюдавшаяся в ряде экспериментов характерная для пузырькового кипения на стенке степенная зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока может быть связана с наличием в пленке дополнительного термического сопротивления слоя окислов.
5. В гидродинамически неустойчивых (пульсирующих) потоках щелочных металлов коэффициенты теплоотдачи ниже, чем в стационарных.
6. При экспериментальном исследовании теплоотдачи двухфазных потоков щелочных металлов нужно учитывать то обстоятельство, что измерение температуры насыщения с помощью термометра может быть сопряжено с появлением систематических ошибок. В связи с этим целесообразно косвенное определение температуры насыщения.

КРИЗИС ТЕПЛОТДАЧИ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В КАНАЛАХ

ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА КРИЗИСА

Под кризисом теплоотдачи при кипении в каналах понимается ее резкое ухудшение, происходящее по достижении двухфазным потоком определенных параметров. Кризис теплоотдачи, как правило, сопровождается увеличением температуры теплоотдающей поверхности. В тех случаях, когда температура теплоотдающей поверхности остается неизменной, как, например, при обогреве конденсирующимся паром, происходит снижение плотности теплового потока.

Библиография, посвященная кризису кипения обычных жидкостей в каналах, насчитывает сотни наименований. И тем не менее физическая картина процесса до сих пор остается во многих отношениях неясной; что сужает возможности обобщения опытных данных, математического описания процесса и уверенного распространения результатов на другие, в частности жидкометаллические теплоносители. Исследований кризиса теплоотдачи в двухфазных потоках щелочных металлов — единицы. Поэтому их осмысление осуществимо лишь на базе представлений, выработанных для обычных теплоносителей. В сжатом виде они изложены в [1].

На рис. 7.1 представлена характерная зависимость плотности теплового потока от массового паросодержания. На всех участках этой кривой кризис вызывается нарушением контакта жидкости с поверхностью нагрева, т. е. дефицитом жидкой фазы на стенке. Однако природа дефицита разная в различных условиях.

На участке I кризис связывают с переходом пузырькового кипения в пленочное, причем процесс во многом напоминает описанный в главе 3. Этот вид кризиса наблюдается при кипении жидкости, недогретой до температуры насыщения, а также парожидкостной смеси с массовыми паросодержаниями, соответствующими пузырьковому режиму течения или дисперсно-кольцевому с кипением в пленке. В силу высокой теплопроводности жидкой фазы и повышенных начальных перегревов кипение в канале недогретого до температуры насыщения щелочного металла скорее всего невозможно. Из главы 4 следует, что область существования пузырькового режима течения у щелочных металлов при типичных рабочих давлениях практически отсутствует, так как уже при массовом паросодержании в несколько процентов наступает кольцевой режим течения. И наконец, из-за высокой теплопроводности жидкой фазы маловероятно также и кипение (образование пузырьков) в кольцевой пленке в условиях дисперсно-кольцевого режима течения (см. главу 6). Тем самым в случае кипения щелочных ме-

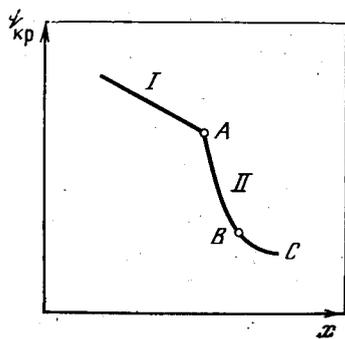


Рис. 7.1. Характерная зависимость критической плотности теплового потока от массового паросодержания для обычных жидкостей ($p = \text{const}$, $\rho w = \text{const}$)

таллов в каналах, по-видимому, отсутствуют условия, при которых может возникнуть кризис теплоотдачи, связанный с переходом пузырькового кипения в пленочное, и участок I кривой (см. рис. 7.1) можно не рассматривать. Подобного рода кризис может возникнуть лишь в застойных зонах аппаратов, и тогда его закономерности будут описываться соотношениями, приведенными в главе 3.

Участок II (см. рис. 7.1) отвечает ситуации, характерной для дисперсно-кольцевого режима течения. В этом случае кризис связан с испарением пристенной пленки жидкости, т. е. с осушением стенки. Потеря жидкости пленкой в общем случае может происходить вследствие механического уноса (срыва), пузырькового уноса (разбрызгивания) и испарения. Пополнение пленки

влагой происходит в результате ее орошения каплями из ядра потока. Как указывалось, образование пузырьков в пленке жидкого металла маловероятно, тем самым исключается пузырьковый унос. Механический унос возможен лишь при определенных толщинах пленки, пока на ней возникают крупномасштабные волны. Тем самым на участке окончательного высыхания пленки, когда крупных волн уже нет, изменение ее массы определяется двумя процессами: испарением и орошением. При отсутствии орошения (а такая ситуация возникает при определенном сочетании значений осевой скорости потока и плотности испарения) на кривой участок AB (см. рис. 7.1) будет идти вертикально, и лишь при относительно малой интенсивности испарения, когда решающую роль начнет играть процесс орошения, он отклонится от вертикали (участок BC). При наличии орошения (в первую очередь это характерно для больших скоростей потока) участок II будет иметь тот или иной наклон. Переход от AB к BC плавный, так как со снижением теплового потока интенсивность орошения нарастает постепенно.

Условия возникновения кризиса, связанного с высыханием пленки в зоне AB, характеризуются в первом приближении значением граничного паросодержания $x_{гр}$. В зоне BC для описания условий появления кризиса используют два параметра: $q_{кр}$ и $x_{кр}$.

Естественно, что высыхание пленки не происходит одновременно по всему периметру канала. По достижении $x_{гр}$ появляются отдельные сухие пятна, между которыми продолжают течь постепенно высыхающие струйки жидкости. Окончательное осушение происходит при $x'_{гр}$. Зона между $x_{гр}$ и $x'_{гр}$ характеризуется перемежающимся омыванием стенки паровым потоком и струями влаги и тем самым существенными пульсациями температуры стенки, ве-

дущими к усталостным напряжениям металла. Поэтому определенную опасность таит уже достижение $x'_{гр}$. Значение разности $x'_{гр} - x_{гр}$ зависит от режимных параметров, прежде всего от массовой скорости. При весьма малых массовых скоростях $\sim 25 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и ниже она близка к нулю, при больших массовых скоростях эта разность может оказаться весьма существенной и достигать на калии 0,5 [2, 3].

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА

В последнее десятилетие велась большая работа по аналитическому описанию процесса высыхания пленки. Этот вопрос нашел свое отражение прежде всего в работах Хьюитта, Хатчинсона и Уэйли [4, 5]. В Советском Союзе работы в указанном направлении успешно ведутся Б. И. Нигматуллин [18]. Как и любые другие полуэмпирические теории, упомянутые работы содержат константы, опирающиеся на опытные данные. Они получены в основном в экспериментах с пароводяными потоками при среднем и высоком давлении, в меньшей степени привлекались результаты исследований газожидкостных потоков, когда давление среды близко к атмосферному; данные по соответствующим характеристикам парометаллических потоков не использовались вообще из-за их крайней ограниченности. В силу того что используемые в указанных работах подходы в значительной степени отвечают современным представлениям о механизме кризиса теплоотдачи при кипении жидких металлов, ниже дается краткое описание методики Хьюитта, которая, на наш взгляд, наиболее совершенна. Однако всегда нужно помнить о том, что непосредственно с соответствующими опытными данными для щелочных металлов она не соотносилась.

Запишем баланс массы жидкости в пристенной пленке для элемента длины трубы (рис. 7.2):

$$\frac{\partial W_{LF}}{\partial z} = \frac{\partial G_{LF}}{\partial z} \frac{\pi D_{тр}^2}{4} = \pi D_{тр} \left[D - E - \frac{q}{r} - \rho_l \frac{\partial m}{\partial \tau} \right]. \quad (7.1)$$

Аналогично изменение массы жидкости (капель) в паровом ядре запишется как

$$\frac{\partial W_{LE}}{\partial z} = \frac{\partial G_{LE}}{\partial z} \frac{\pi D_{тр}^2}{4} = \pi D_{тр} (E - D) - \frac{\pi D_{тр}^2}{4} \frac{\partial c}{\partial \tau}. \quad (7.2)$$

В уравнениях (7.1) и (7.2) G_{LF} и G_{LE} — отнесенные к полному сечению трубы массовые скорости жидкой фазы соответственно в пленке и ядре; D и E — потоки орошения и уноса соответственно; $c = (1 - \alpha') \rho'$ — массовая концентрация жидкой фазы в паровом ядре, где α' — объемное паросодержание ядра, m — средняя толщина жидкой пленки. В стационарных режимах члены $\partial m / \partial \tau$ и $\partial c / \partial \tau$ обращаются в нуль.

Выполненный в [4] анализ показал, что для описания потока орошения с равной эффективностью можно применять уравнение

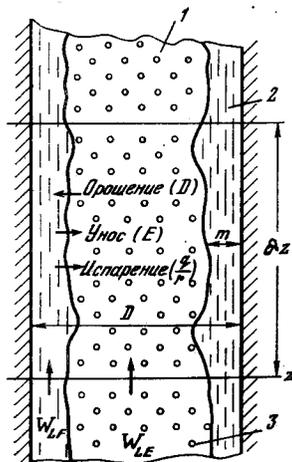


Рис. 7.2. Баланс массы для элемента длины трубы

1 — паровое ядро;
2 — жидкая пленка;
3 — капли

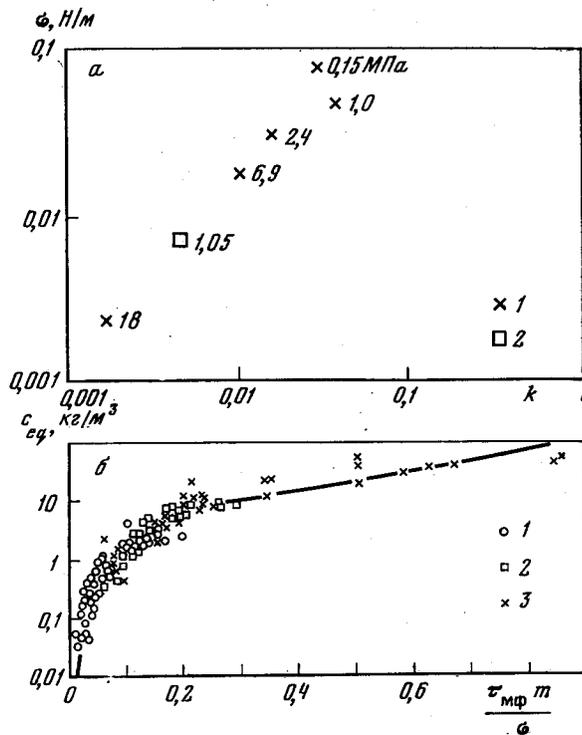


Рис. 7.3. Параметры, определяющие массообмен между пленкой и ядром потока [4]

a — зависимость коэффициента массоотдачи (уравнение (7.3)) от поверхностного натяжения 1 — пар—вода; 2 — фреон-12; б — зависимость концентрации c_{eq} от параметра $\tau_{mf} m / \sigma$: 1 — воздух—вода; 2 — воздух—спирт; 3 — пар—вода (7 МПа)

диффузии капель и уравнение массоотдачи. Авторы указанной работы рекомендуют использовать последнее как обеспечивающее большую простоту расчетов. Тогда

$$D = kc, \quad (7.3)$$

поскольку концентрация капель на межфазной поверхности принимается равной нулю. Проведенное в [4] обобщение опытных данных показало, что коэффициент массоотдачи k можно связать с поверхностным натяжением σ . Эта зависимость приведена на рис. 7.3, а. Естественно, указанная связь между k и σ является чисто эмпирической, но именно σ решающим образом влияет на размер капель и тем самым на интенсивность их осаждения.

Аналогично уравнению (7.3) поток уноса записывается как

$$E = kc_{eq}, \quad (7.4)$$

где c_{eq} — некоторая условная концентрация жидкости на границе раздела пленка—ядро в равновесных условиях. В расчетах

принимается, что указанное соотношение сохраняет свою силу и для неравновесных ситуаций, существующих в парогенерирующих каналах. c_{eq} является функцией безразмерного комплекса $\tau_{mf} m / \sigma$, где τ_{mf} касательное напряжение на межфазной поверхности. Зависимость c_{eq} от $\tau_{mf} m / \sigma$ приведена на рис. 7.3, б. Параметры τ_{mf} и m определяются с помощью приведенного ниже набора расчетных соотношений:

$$\tau_{mf} = \frac{f_{mf}}{4} \left(\rho'' \frac{w''^2}{2} \right) = \frac{f_{mf}}{8} \rho'' \left(\frac{G_{LE}}{\rho'} + \frac{G''}{\rho''} \right)^2; \quad (7.5)$$

$$f_{mf} = f_{\Gamma} \left(1 + \frac{360m}{D_{TP}} \right) = \frac{0,316}{Re_{\Gamma}^{0,25}} \left(1 + \frac{360m}{D_{TP}} \right); \quad (7.6)$$

$$Re_{\Gamma} = \frac{(G'' + G_{LE}) D_{TP}}{\mu''}; \quad (7.7)$$

$$\frac{4m}{D_{TP}} = \sqrt{(dp/dz)' / (dp/dz)_{дв}}; \quad (7.8)$$

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{дв} \approx \frac{4\tau_{mf}}{D_{TP}} \text{ (тонкая пленка)}. \quad (7.9)$$

Уравнения (7.5), (7.7) и (7.9) не требуют комментариев, уравнение (7.8) непосредственно следует из соотношения Леви (4.24), а формула (7.6) получена Уоллисом в результате обобщения опытных данных по сопротивлению трения газожидкостных потоков. Как и ранее (см. главу 4), $(dp/dz)'$ — градиент давлений при течении в трубе диаметром D_{TP} только жидкой фазы с расходом G_{LF} . В качестве граничного условия принимается не совсем строго соответствующее истине допущение о сосредоточении 99% влаги в ядре потока в начале испарительного участка (сечение с паросодержанием $x = 0,01$). Детальное описание принятых в описанной методике допущений можно найти в [4, 5].

ГРАНИЧНОЕ ПАРСОДЕРЖАНИЕ

Из экспериментов с пароводяными потоками известно [6], что максимум x_{TP} приходится на область давлений 3—5 МПа, при переходе к атмосферному давлению x_{TP} снижается. С другой стороны, при уменьшении массовой скорости x_{TP} возрастает. Поскольку работа парогенерирующих каналов на щелочном металле протекает при давлении, близком к атмосферному, и при сравнительно малых массовых скоростях, особую ценность приобретают исследования кризисов теплоотдачи при кипении воды при низких давлениях, выполненные в ЭНИН [7]. Данные ЭНИН описываются следующими соотношениями:

$$x_{TP} = 4,9 / (\rho w)^{0,25} \quad (7.10)$$

при $63 \leq l_{кип} / D_{TP} < 85$ и

$$x_{TP} = 2,02 (l_{кип} / D_{TP})^{0,2} / (\rho w)^{0,25} \quad (7.11)$$

при $l_{кип} / D_{TP} > 85$.

Наличие в формуле (7.11) члена $l_{\text{кип}}/D_{\text{тр}}$ авторы связывают с существованием орошения пленки в этой зоне.

На рис. 7.4 данные ЭНИИ приведены графически. Видно, что $x_{\text{гр}}$ растет от 0,55 до 1 со снижением ρw . Особенно важно отметить, что ниже некоторого предельного значения массовой скорости $(\rho w)_{\text{пр}} \approx x_{\text{гр}}$ практически равно единице. В рассматриваемом случае $(\rho w)_{\text{пр}} = 100 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$. Ниже будет показано, что у жидких

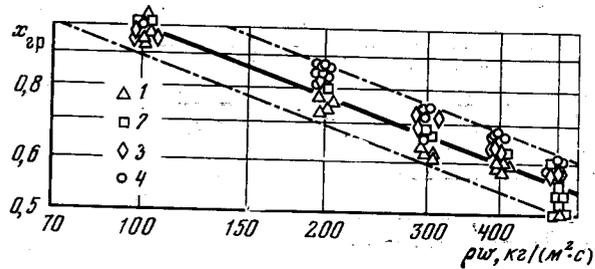


Рис. 7.4. Зависимость граничного паросодержания от массовой скорости при кипении воды при давлении 0,29 МПа [7]

1 — $l/d = 80$; 2 — 100; 3 — 120; 4 — 150

металлов даже при более низких значениях массовой скорости $x_{\text{гр}}$ остается значительно меньше единицы.

Авторы работы [7] также отмечают, что в диапазоне ρw до 500 $\text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ при низких давлениях даже на воде не наблюдался кризис, связанный с переходом пузырькового кипения в пленочное, что косвенно подтверждает сформулированное выше положение о маловероятности подобного рода кризиса для жидких металлов.

В табл. 7.1 приведены результаты экспериментальных исследований по кризису теплоотдачи щелочных металлов в каналах. Из анализа данных табл. 7.1 прослеживается значительная разница в значениях граничных паросодержаний, полученных отдельными авторами. Это же заключение вытекает и из анализа рис. 7.5—7.7. Видно, что если в работах [8, 10] значения $x_{\text{гр}}$ лежат в диапазоне 0,6—0,8, то в опытах [12] они заметно ниже (до 0,35—0,4).

В работе [13] граничные паросодержания были еще меньше, составляя в отдельных режимах $\sim 0,15$. Более низкие значения $x_{\text{гр}}$ в опытах [12, 13] в первую очередь, по-видимому, связаны со значительно большей массовой скоростью теплоносителя в этих экспериментах. Опыты [13], кроме того, проводились в очень узких кольцевых каналах (ширина зазора составляла всего 2 мм). На рис. 7.7 прослеживается также влияние давления: с ростом последнего значения $x_{\text{гр}}$ увеличиваются.

Интересные данные получены в [14] при переменном по длине тепловыделении. Видно, что локальные тепловые потоки в месте кризиса в условиях убывающего по длине подвода тепла оказыва-

Таблица 7.1. Опытные данные по кризисам теплоотдачи при кипении щелочных металлов

Источник	Теплоноситель	Способ обогрева	Давление, МПа	Массовая скорость, $\text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	Диаметр канала d , шаг стержней s и диаметр эмсеивка D , мм	Относительная длина канала l/d	Паросодержание в сечении кризиса	Плотность теплового потока в сечении кризиса, МВт/м^2	
[8]	Калий	Электрообогрев	0,13—0,41	20—320	4 и 6 8,25 и 22,1 7-стержневая сборка $d = 12,7, s = 20 \text{ мм}$	30—400	0,5—1,0	0,47—1,7	
[9]	То же	Тепловой клин	0,1	20—150		45 и 83	0,5	0,31—1,13	
[10]	»	Электрообогрев	0,1—0,2	14—34		$l = 305 \text{ мм}$	0,58—0,93	0,13—0,27	
[11]	»	Жидким натрием	0,14—0,71	140—490	17	104	0,4—0,72	0,63—1,41	
[12]	Цезий	Электрообогрев	0,2—1,2	430—1500	7	71,5	0,26—0,94	0,7—2,0	
[13]	То же	То же	0,035—0,42	275—660	7	140	0,28—1,0	0,07—0,43	
[14]	Калий	»	0,1—0,15	195—805	6	83	0,12—0,55	0,7—1,85	
[13]	Натрий	Индукционный	0,05—0,17	Свыше 2800	9	24	0,3—0,86	2,1—7,4	
[13]	То же	То же	0,054—0,25	1200—2800	Кольцо $d_{\text{гидр}} = 4$	33—50	0,15—0,35	1,5—2,5	
[14]	Калий	Электрообогрев	0,1	20—250	4 и 6	33—50	0,5—1,0	Неравномерный по длине обогрев $q_{\text{max}}/q_{\text{min}} = 2,5 \div 6,2$	
[15]	Калий	Электрообогрев	0,1—0,8	29—205	Криволинейные каналы		242	До 1,0	До 0,5
[3]	То же	То же	0,08—0,25	8,3—320	Эмсеивик $d = 4, D = 64$		182	До 1,0	0,2—1,0
[16]	»	Конденсирующимся калиевым паром	0,45		Эмсеивик $d = 7, d/D = 0,0146 \div 0,103$ Волнистые трубы $d = 4,72, s = 76,2$			До 1,0	До 0,145

* Кириллов П. Л. Докторская диссертация, ИВТАН, 1968 г.

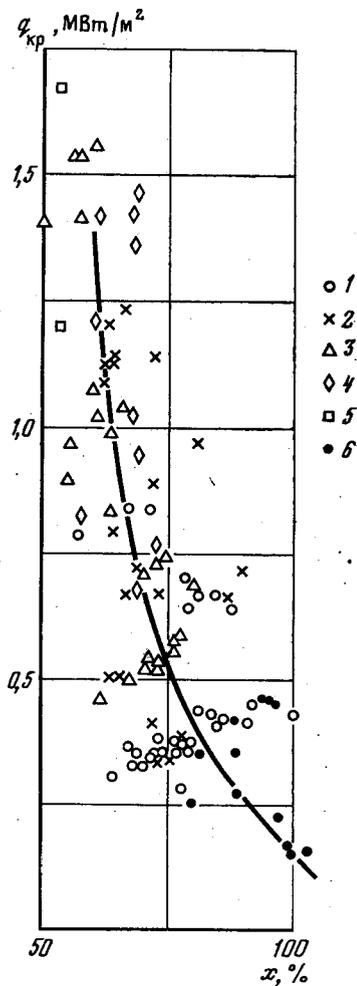


Рис. 7.5. Опытные данные по кризису теплоотдачи при кипении калия в трубе (построено по данным [8])

$d = 4$ и 6 мм, $p = 0,13-0,41$ МПа;
 1 — $\rho_w = 60-70$;
 2 — $80-100$;
 3 — $130-150$;
 4 — $200-230$;
 5 — 300 ;
 6 — более 300 кг/(м²·с)

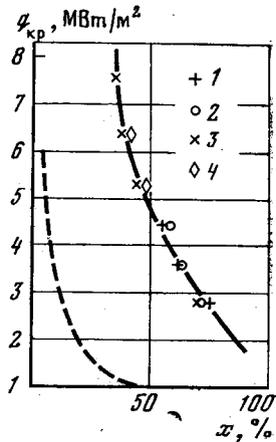


Рис. 7.6. Опытные данные по кризису теплоотдачи при кипении натрия в трубе [12], $d = 9$ мм

— 0,06;
 2 — 0,1;
 3 — 0,14;
 4 — 0,17 МПа,
 ————— нижняя граница опытных данных [13]

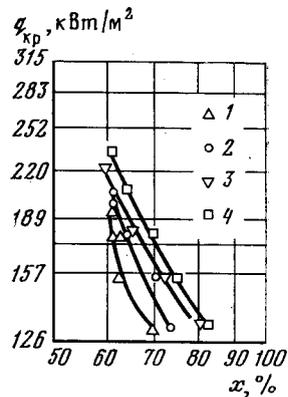


Рис. 7.7. Опытные данные по кризису теплоотдачи при кипении калия в семи-стержневом пучке [10]

1 — 0,1;
 2 — 0,133;
 3 — 0,148;
 4 — 0,176 МПа

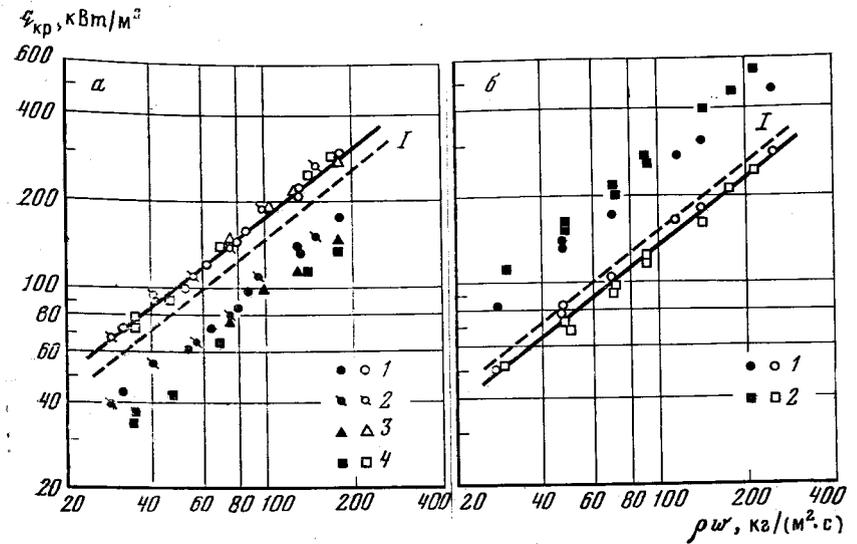


Рис. 7.8. Опытные данные по кризису теплоотдачи при неравномерном подводе тепла [14]

а — убывающий по длине подвод тепла: 1 — $K = q_{max}/q_{min} = 2,5$, $l/d = 50$; 2 — $K = 2,8$, $l/d = 33$; 3 — $K = 3,4$, $l/d = 50$; 4 — $K = 4,4$, $l/d = 50$; **б** — возрастающий по длине подвод тепла: 1 — $K = 2,9$, $l/d = 50$; 2 — $K = 5,2$, $l/d = 50$; светлые значки — $q_{кр}$, зачерненные значки — $q_{покр}$, I — равномерный теплоподвод

ются ниже, а в условиях возрастающего по длине подвода тепла — выше, чем при равномерном тепловыделении (рис. 7.8). Средние тепловые потоки при этом практически остаются неизменными. Это означает, что при прочих равных условиях остается примерно той же тепловой мощность парогенерирующего канала, т. е. кризис (высыхание стенки) как при равномерном, так и при переменном по длине тепловыделении происходит при одном и том же граничном паросодержании.

У щелочных металлов кризис теплоотдачи связан с высыханием пристенной пленки и характеризуется граничным паросодержанием $x_{гр}$. Однако многие авторы, по-видимому в силу традиции, проводят обобщение опытных данных, используя в качестве определяющего кризис параметра, критическую плотность теплового потока $q_{кр}$. Так, в [8] рекомендуется соотношение

$$q_{кр} = 0,38 \cdot 10^6 (\rho_w)^{0,8} (1 - 2x_{гр}) / (l/d)^{0,8}. \quad (7.12)$$

Близкая по структуре формула приводится в [10]:

$$q_{кр} = 3,95 \cdot 10^3 (\rho_w)^{0,8} (d/l)^{0,8} d^{-0,2}, \quad (7.13)$$

где d выражено в метрах.

Из балансовых соотношений следует, что

$$q_{кр} = (x_{гр} - x_{вх}) \frac{\rho w r}{4} \frac{d}{l}. \quad (7.14)$$

Тем самым при неизменном граничном паросодержании $q_{кр}$ должна линейно зависеть от ρw и d/l . Формулы (7.12) и (7.13) указывают на более слабое влияние этих параметров на $q_{кр}$, что связано и со следующим обстоятельством. С ростом ρw уменьшается значение $x_{гр}$, что находит свое отражение в снижении показателя степени при этом параметре в расчетных формулах. Аналогично рост отношения d/l ведет к сокращению времени пребывания капель в канале и снижению количества выпавшей на пленку влаги, что также ведет к уменьшению $x_{гр}$ и соответственно к некоторому падению показателя степени при d/l в соотношении для $q_{кр}$. Кстати, последнее обстоятельство играет не последнюю роль в снижении значений $x_{гр}$ в работе [12]. Таким образом, формулы (7.12) и (7.13) в известной мере согласуются с описанной выше моделью кризиса через высыхание пристенной пленки.

Исходя из вышеизложенного рекомендуется при расчетах условий возникновения кризиса использовать в качестве определяющего параметра $x_{гр}$. Ориентировочные значения $x_{гр}$ при массовых скоростях 50—350 кг/(м²·с) можно выбирать согласно осредняющей кривой (см. рис. 7.5), при этом точность значений $x_{гр}$ оценивается в $\pm 0,1$. При более высоких массовых скоростях ограниченность экспериментальных данных не позволяет дать какие-либо рекомендации относительно выбора значений $x_{гр}$.

Как показали эксперименты [17] в закризисной области, т. е. по достижении полного высыхания пленки, теплоотдача, несмотря на наличие капель в ядре потока, описывается известным соотношением для однофазного конвективного теплообмена (чисто паровой поток)

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}. \quad (7.15)$$

Тем самым интенсивность теплоотдачи в этой области очень низка. Соответственно существенно увеличивается температура стенки.

МЕТОДЫ ДОСТИЖЕНИЯ ВЫСОКИХ ЗНАЧЕНИЙ ГРАНИЧНОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ

Анализ опытных данных свидетельствует о том, что при давлении, близком к атмосферному, граничное паросодержание у щелочных металлов даже при малых массовых скоростях заметно отличается от единицы (см. рис. 7.4, данные для воды). Поэтому, чтобы избежать высоких перегревов стенки парогенерирующих каналов, используют закрутку потока, обеспечивающую принудительный возврат капель под действием инерционных сил из ядра течения на стенку. К таким средствам относятся завихривающие вставки [2], устанавливаемые в конце зоны развитого кипения, змеевики [15, 3]

и волнистые трубы [16]. Основные характеристики исследований [3, 15, 16] также приведены в табл. 7.1.

Завихрители хорошо работают при значительном влагосодержании, с ростом сухости парового ядра их эффективность падает. Согласно [2], установка завихрителей дает увеличение граничного паросодержания примерно на 10%. Однако получить с их помощью на выходе из канала степень сухости пара $x_{вых} = 1,0$ не удастся. Применение волнистых труб [16] обеспечивает достижение граничных паросодержаний, равных 0,75—0,85. При больших значениях x теплоотдача существенно ухудшается.

Наиболее эффективными оказались змеевиковые трубы. Согласно [3, 15], при достаточно больших отношениях диаметра трубы к диаметругиба (0,06—0,1) на выходе из змеевика достигается

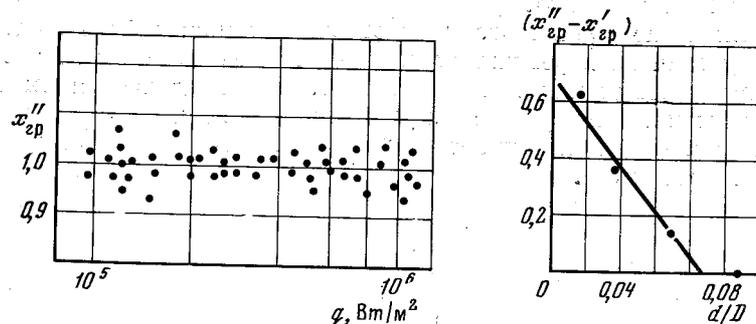


Рис. 7.9. Граничное паросодержание $x''_{гр}$ в змеевиковых трубах [3]

Рис. 7.10. Влияние геометрии змеевика на протяженность зоны высыхания пленки [3]

сухой насыщенный пар без существенного перегрева стенки. На рис. 7.9 показаны полученные в опытах [3] значения $x''_{гр}$. Видно, что они группируются вокруг единицы. В работе [15] $x''_{гр} \approx 1$ получалось при массовых скоростях 29—205 кг/(м²·с). На рис. 7.10 показана определенная в эксперименте [3] протяженность зоны высыхания пленки, т. е. разность $x''_{гр} - x'_{гр}$, в функции относительного диаметрагиба змеевика d/D . Видно, что при $d/D > 0,07$ эта зона становится исчезающе малой.

Несколько слов о высыхании жидкой пленки, образующейся при закупорке канала быстрого реактора и вскипания в нем теплоносителя (см. главу 5). Момент полного испарения пленки и возникновения режима сухой стенки в этой ситуации определяется лишь толщиной оставшейся пленки и плотностью теплового потока и может быть определен с помощью уравнения теплового баланса.

ВЫВОДЫ

1. Кризис теплоотдачи в двухфазных потоках щелочных металлов в большинстве случаев связан с высыханием пристенной жидкой пленки и характеризуется значением граничного паросодержания. При массовых скоростях 50—350 кг/(м²·с) ориентировочные значения можно выбирать согласно данным рис. 7.5.

2. Существующие методики расчета параметров кризиса, разработанные для обычных теплоносителей, недостаточно подтверждены экспериментами со щелочными металлами.

3. Рост массовой скорости ведет к снижению граничного паросодержания.

4. Критическая мощность парогенерирующего канала остается неизменной при переходе от равномерного к переменному по длине тепловыделению.

5. Значение граничного паросодержания может быть существенно увеличено в результате применения завихривающих вставок, змеевиковых или волнистых труб. При надлежащем выборе режимных и геометрических параметров можно добиться получения на выходе из змеевикового парогенерирующего канала сухого насыщенного пара.

ЛИТЕРАТУРА

Введение

1. *Fraas A. P.* Boiling potassium reactor for space.— *Nucleonics*, 1964, 22, N 1, p. 72—74.
2. *Цыпкин А. И.* Силовые системы для электрических двигателей, работающих по циклу Ренкина на щелочных металлах в качестве рабочего тела.— *Ракет. техника и космонавтика*, 1967, 5, № 8, с. 140—147.
3. *Pitts G. H., Walter C. E.* Conceptual design of 10-MWe nuclear Rankine system for space power.— *J. Spacecrafts and Rockets*, 1970, 7, N 3, p. 259—265.
4. *Фраас А.* Бинарный цикл на калиевом и водяном паре для электростанции на расплавах солей.— *Энергетич. машины и установки*, 1966, № 4, с. 86—90.
5. *Fraas A.* Topping and bottoming cycles, cycles binaires.— In: *Trans. 9th World Energy Conf. Detroit 1974*. N. Y., 1975, 5, p. 192—211.
6. *Fraas A. P.* A fluidized bed combination system.— *Chem. Eng. Progr.*, 1973, 69, N 3, p. 58.
7. *Hoffman M. A., Werner R. W., Carlson G. A., Cornish D. N.* Review of heat transfer problems associated with magnetically confined fusion reactor concepts.— *AIChE Symp. Ser.*, 1977, 73, N 168, p. 9—44.
8. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах/Под ред. Ю. Е. Багдасарова.— М.: Атомиздат, 1969. 611 с.
9. *Bankoff S. G.* Vapor explosions: a critical review.— In: *Heat Transfer-78*. Toronto, 1978, 6, p. 355—360.
10. *Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Ягодкин И. В.* Физические основы тепловых труб.— М.: Атомиздат, 1978. 255 с.

Глава первая

1. *Френкель Я. И.* Собрание избранных трудов. М.; Л.: Издание АН СССР, 1959, т. 3, гл. 7. 460 с.
2. *Скрипов В. П.* Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
3. *Eberhart J. G.* The thermodynamic limit of superheat of sodium.— *Trans. ANS*, 1974, 18, N 1, p. 202—203.
4. *Volmer M.* Kinetik der Phasenbildung.— Dresden; Leipzig, 1939. 220 S.
5. *Лабунцов Д. А.* Теплообмен при пузырьковом кипении.— *Теплоэнергетика*, 1959, № 12, с. 19—26.
6. *Singer R. M., Holtz M. E.* A study of the incipient nucleation of liquid sodium.— In: *Proc. IV Intern. Heat Transfer Conf. P.*, 1970, 6, B—8.6.
7. *Leonov A. I., Prisyakov V. F., Voropay A. I.* Some factors determining incipient superheats in alkaline metals.— In: *Proc. V Intern. Heat Transfer Conf. Tokyo*, 1974, 4, B. 7.3, p. 315—320.
8. *Kottowski H. M.* The mechanism of nucleation superheating and reducing effects on the activation energy of nucleation.— In: *Progress in heat and mass transfer*. Oxford, 1973, 7, p. 299—324.
9. *Reithmüller R.* Experimental investigation of the formation of critical boiling nuclei in superheated sodium.— *Nucl. Eng. and Des.*, 1977, 43, N 2, p. 295—309.

10. *Grass G., Kottowski H., Spiller K.* Measurements of the superheating and studies about boiling phenomena in liquid metals.— In: Proc. of the Intern. Conf. on Safety of Fast Reactors. Aix—En—Provence, 1967. P.: Document. Franç., 1968, II b—4—1.
11. *Le Conidec B., Rouvilloix X., Semeria R. et al.*— In: Proc. of the Intern. Conf. on Safety of Fast Reactors. Aix—En—Provence. 1967. P.: Document. Franç., 1968. II b—3—1.
12. *Fauske H.* Liquid metal boiling in relation to LMBFBR safety design.— *Ibid.*, IV a—1—1.
13. *Krakowiak A. I.*— In: Proc. High-temp. liquid metal heat transfer technol. meet.— ORNL—3605, 1963, Sept., vol. 1.
14. *Pinchera C. G., Tamassetti G., Falzetti L., Fornari G.* Sodium boiling researches related to fast reactor safety.— *Trans. ANS*, 1968, 2, p. 691—692.
15. *Holtz R., Singer R.* Incipient pool boiling of sodium.— *AIChE Journal*, 1968, 14, p. 654—656.
16. *Субботин В. И., Сорокин Д. Н., Кудрявцев А. П.* Перегревы, необходимые для вскипания щелочных металлов.— *Атомная энергия*, 1970, т. 28, вып. 2, с. 153—155.
17. *Fujishiro T., Sanokawa K., Torikai K., Ouchi M.* Experimental study on sodium pool boiling.— *Bull. JSME*, 1975, 18, N 118, p. 405—410.
18. *Holtz R., Fauske H., Eggen D.* Incipient boiling superheats for sodium: effects of history, gas content and approach to boiling.— In: *Progress heat and mass transfer*, 1973, 7, p. 337—343.
19. *Додонов Л. Д., Королева В. С., Рзаев А. И.* Экспериментальное исследование перегревов при закипании калия в парогенерирующих каналах.— В кн.: *Исследования по теплообмену*. М.: 1976, с. 35—49. (Тр. ЭНИН; Вып. 53).
20. *Чен Дж.* Перегрев, при котором начинается закипание в жидких металлах.— *Теплопередача*, 1968, № 3, с. 23—33.
21. *Боришанский В. М., Андреевский А. А., Жогов К. А.* и др. Теплоотдача при кипении калия в трубе в области умеренного паросодержания.— *Атом. энергия*, 1966, 21, № 1, с. 58.
22. *Berenson P., Killakey J.*— In: Proc. High-Temp. Liquid Metal Heat Transfer Technol. Meet. ORNL—3605, 1963, vol. 1, p. 34.
23. *Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д.* Некоторые методы повышения надежности парогенерирующих жидкометаллических контуров.— *Теплофизика высоких температур*, 1970, 8, № 1, с. 222—224.
24. *Двайер О., Стрикленд Г., Калиш С.* и др. Перегревы, необходимые для начала кипения при турбулентном течении в канале. Влияние скорости подъема температуры.— *Теплопередача*, 1973, № 2, с. 9.
25. *Ходурский В. Е., Присяжков В. Ф., Морозов Ю. Д.* и др. Перегрев и неустойчивость при кипении калия в трубах.— *Теплофизика высоких температур*, 1976, 14, № 1, с. 146—151.
26. *Kikuchi J., Takahashi T., Haga K., Okouchi T.* Incipient boiling of sodium flowing in a single pipe annular channel.— *J. Nucl. Sci. Technol.*, 1974, 11, N 5 p. 172—186.
27. *Takahashi K., Fujii—E G., Suita T.* Incipient boiling phenomena of sodium under forced convection by direct heating.— *J. Nucl. Sci. Technol.*, 1972, 9, N 10, p. 603—612.
28. *France D. M., Carlson R. D., Rohde R. R., Charmoli G. T.* Incipient boiling superheat measurements at LMFBR conditions.— *Trans. ANS*, 1974, 18, N 1, p. 202.
29. *Schleisiek K.* Heat transfer and boiling during forced convection of sodium in an induction heated tube.— *Nucl. Eng. and Des.*, 1970, 14, p. 60.
30. *Боришанский В. М., Жогов К. А., Андреевский А. А.* и др. Кипение калия в трубах.— В кн.: *Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования*. Л.: Наука, 1973, с. 5.
31. *Кокорев Л. С., Смирнов А. А., Долбик Г. И.* Измерение работы адгезии щелочных металлов.— В кн.: *Вопросы теплофизики ядерных реакторов*. М.: Атомиздат, 1971, вып. 3, с. 39—47.
32. *Kottowski H. M., Savatteri C.* Evaluation of sodium incipient superheat measurements with regard to the importance of various experimental and physical parameters.— *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1977, 20, N 12, p. 1281—1300.
33. *Holland P. K., Winterton R. H. S.* The radii of surface nucleation sites which initiate sodium boiling.— *Nucl. Eng. and Des.*, 1973, N 3, p. 388—392.
34. *Schultheiss G.* Influence of cavities and oxide concentration on superheat.— *Progress in Heat and Mass Transfer*, 1973 7, p. 279—298.
35. *Dwyer O. E.* On incipient boiling wall superheats in liquid metals.— *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, 12, N 11, p. 1403—1419.
36. *Singer R. M., Holtz R. E.* On the role of inert gas in incipient boiling liquid metal experiments.— *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, 12, N 9, p. 1045—1060.
37. *Holland P. K., Winterton R. H. S.* Nucleation of sodium boiling from surface cavities containing gas.— *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1973, 16, N 7, p. 1953—1958.
38. *Singer R. M.* An experimental demonstration of inert gas effects upon the incipient pool boiling of sodium.— *Nucl. Sci. and Eng.*, 1970, 42, N 3, p. 427—428.
39. *Class G.* Dynamic model of the formation of collective heterogeneous boiling nuclei.— *Nucl. Eng. and Des.*, 1977, 43, p. 311.
40. *Chen J. C.* An experimental investigation of incipient vaporization of potassium in convection flow.— In: *Proc. Liquid Metal Heat Transfer and Fluid Dynamics ASME-Meet. N. Y.*, 1970.
41. *Fauske H. K., Holtz R. E., Singer R. M.* The apparent effect of velocity upon liquid-metal boiling inception.— *Trans. ANS*, 1971, 14, N 1, p. 238—239.
42. *Holtz R. E., Fauske H. K., Eggen D. T.* Prediction of incipient boiling superheats in liquid-metal cooled reactor system.— *Nucl. Eng. and Des.*, 1971, 16, N 3, p. 253—265.
43. *Winterton R. H. S.* Liquid metal superheat in forced convection.— *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1975, 18, N 2, p. 205—212.
44. *Veleckis E., Dhar S. K., Cafasso F. R., Feder H. M.* Solubility of helium and argon in liquid sodium.— *J. Phys. Chem.*, 1971, 75, N 18, p. 2832—2838.
45. *Zeigarnik Ju. A., Litvinov V. D.* Heat transfer and pressure drop in sodium boiling in tubes.— *Nucl. Sci. and Eng.*, 1980, 73, N 91, p. 19—28.
46. *Henry R. E., Singer R. M.* Forced convection sodium superheat.— *Trans. ANS*, 1971, 14, N 2, p. 723—724.
47. *Aladyev I. T.* On nature and regularities of liquid superheat.— *Progress in Heat and Mass Transfer*. Pergamon press, 1973, 7, p. 265—273.
48. *Марто П., Розенау У.* Влияние поверхностных условий на теплоотдачу при пузырьковом кипении натрия в большом объеме.— *Теплопередача*, 1966, № 2, с. 51.
49. *Hoffman H., Krakowiak A. I.* Convective boiling with liquid potassium.— In: *Proc. of the 1964 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford*, 1964, p. 19—37.
50. *Kottowski H., Grass G., Birke R., Lasarus J.* Prevention of superheating by injection of argon bubbles into sodium.— In: *Pap. of the 2-nd LMBWG Meet. Ispra*, 1970.
51. *Андреев П. А., Боришанский В. М., Федорович Е. Д.* и др. Тепловые характеристики прямоточного парогенерирующего канала калиевого пара.— В кн.: *Тепло- и массоперенос*. Минск: 1972, т. 2, ч. 1, с. 352—366.
52. *Holtz R., Fauske H., Eggen D.* The influence of a liquid metal fast breeder reactor environment on incipient boiling superheat.— *Nucl. Sci. and Eng.*, 1972, 47, N 2, p. 225—227.
53. *Bankoff S. G.* Vapor explosions. A critical review.— In: *Heat Transfer—1978. IV Intern. Heat Transfer Conf. Toronto*, 1978, 6, p. 355—360.
54. *Fauske H. K.* On the mechanism of uranium dioxide-sodium explosive interaction.— *Nucl. Sci. and Eng.*, 1973, 51, p. 95—101.

Глава вторая

1. Майкик Б., Розенау У. Новая корреляция данных по кипению в большом объеме, учитывающая характеристики греющей поверхности.— Теплопередача, 1969, № 2, с. 45 с.
2. Теплоотдача при кипении натрия в большом объеме/А. П. Кудрявцев, Д. М. Овечкин, Д. Н. Сорокин и др.— В кн.: Жидкие металлы. М.: Атомиздат, 1967, с. 268—282.
3. Petukhov B. S., Kovalev S. A., Zhukov V. M. Study of sodium boiling heat transfer.— In: 3d Intern. Heat Transfer Conf. 1966. Chicago; New York: AIChE, 1967, 4, p. 80—91.
4. Bobrovich G. I., Avksentyuk V. P., Mamontova N. N. On the mechanism of boiling of liquid metals.— In: Proc. JSME 1967 Semiintern. Symp. 4—8 Sept., 1967. Tokyo: JSME, 1967, 11, p. 171—178.
5. Теплообмен при кипении металлов в условиях естественной конвекции/В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, Д. М. Овечкин, А. П. Кудрявцев. М.: Наука, 1969. 208 с.
6. Марто П., Розенау У. Нестабильность пузырькового кипения щелочных металлов.— Теплопередача, 1966, № 2, с. 38.
7. Шаи, Розенау У. Механизм и критерий устойчивости пузырькового кипения натрия в большом объеме.— Теплопередача, 1969, № 3, с. 24 с.
8. Edwards J. A., Hoffman H. W. Incipient and stable boiling superheat for potassium boiling on a surface containing reentrant angles.— In: Proc. SemiIntern. Heat Transfer Symp. 4—8 Sept. 1967. Tokyo: JSME, 11, p. 179—185.
9. Theophanous T., Biasi L., Isbin H. S., Fauske H. K. A theoretical study on bubble growth in constant and time-dependent pressure fields.— Chem. Eng. Sci., 1969, 24, p. 885.
10. Mikic B., Rohsenow W., Griffith P. On bubble growth rates.— Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1970, 13, p. 657.
11. Dalle Donne M., Ferranti M. R. The growth of vapor bubbles in superheated sodium.— Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1975, 18, p. 477—493.
12. Ruckenstein E., Davis E. The effects of bubble translation on vapour bubble growth in a superheated liquid.— Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1971, 14, p. 939—952.
13. Присяжков В. Ф. Рост паровых пробок в каналах малых размеров.— Инж. физ. журн., 1973, 25, № 3, с. 440—444.
14. Johnson M. A., de la Pena J., Mesler R. B. Bubble shapes in nucleate boiling.— AIChE Journal, 1966, 12, p. 344.
15. Wong C., Vliet G., Schmidt P. Analytical and experimental studies of bubble growth in superheated liquid metals under a uniform magnetic field.— AIChE Symp. Ser., 1977, 73, N 164, p. 148—154.
16. Dwyer O., Hsu C. Evaporation of the microlayer in hemispherical bubble growth in nucleate boiling of liquid metals.— Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1976, 19, p. 185.
17. Dwyer O. Boiling liquid metal heat transfer.— ANS, 1976. 446 p.
18. Cole R., Rohsenow W. Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1969, 65, N 92, p. 211.
19. Shah V., Sha W. Growth of a sodium vapour bubble rising in the superheated liquid.— Nucl. Eng. and Des., 1978, 45, p. 81—91.
20. Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Субботин В. И. Испарение и конденсация металлов. М.: Атомиздат, 1976. 216 с.
21. Кучеров Р. Я., Рикенглас Л. Э., Цулая Т. С. Теоретический анализ испарения и конденсации.— Журн. техн. физ., 1962, 32, вып. 11, с. 1392.
22. Лабунцов Д. А. Анализ процессов испарения и конденсации.— Теплофизика высоких температур, 1967, т. 7, № 5, с. 67.
23. Теплофизические свойства щелочных металлов/Э. Э. Шпильрайн, К. А. Якимович, Е. Е. Тоцкий и др.— М.: Изд-во стандартов, 1970. 486 с.

24. Субботин В. И., Ивановский М. Н., Милованов Ю. В. О диффузионно-химическом и фазовом сопротивлении при конденсации и испарении щелочных металлов.— Атом. энергия, 1966, 21, вып. 1.

Глава третья

1. Теплообмен при кипении металлов в условиях естественной конвекции/В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, Д. М. Овечкин, А. П. Кудрявцев.— М.: Наука. 1969. 208 с.
2. Avksentyuk V. P., Mamontova N. N. Characteristics of heat transfer crisis during boiling of alkali metals and organic fluids under free convection conditions at reduced pressures.— Progress in Heat and Mass Transfer. Pergamon press, 1973, 7, p. 355.
3. Жидкометаллические теплоносители/В. М. Боришанский, С. С. Кутателадзе, И. И. Новиков, О. С. Федьинский.— М.: Атомиздат, 1976. 328 с.
4. Dwyer O. Boiling liquid metal heat transfer.— ANS, 1976. 446 p.
5. Petukhov B. S., Kovalev S. A., Zhukov V. M. Study of sodium boiling heat transfer.— In: 3d Intern. Heat Transfer Conf. N. Y.: AIChE, 1967, 4, p. 80—91.
6. Боришанский В. М., Жогов К. А., Андреевский А. А. Теплоотдача при кипении щелочных металлов.— Атом. энергия, 1965, 19, вып. 7, с. 191.
7. Нойс Р. Экспериментальное изучение теплоотдачи при кипении натрия в большом объеме.— Теплопередача, 1963, 85, № 2, с. 59.
8. Bonilla C. F., Wiener M., Bilfinger H. Pool boiling of potassium.— In: Proc. High Temp. Liquid Metal Heat-Transfer Technol. Meet. ORNL, 1963. Sept., vol. 1.
9. Майкик Б., Розенау У. Новая корреляция данных по кипению в большом объеме, учитывающая характеристики греющей поверхности.— Теплопередача, 1969, № 2, с. 45.
10. Лабунцов Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении.— Изв. АН СССР, сер. Энергетика и транспорт, 1963, № 1, с. 58—71.
11. Аладьев И. Т. Теплоотдача к жидкостям, кипящим в трубах и большом объеме.— Теплоэнергетика, 1963, № 4, с. 57—61.
12. Минченко Ф. П. К вопросу о теплообмене при пузырьковом кипении.— Энергомашиностроение, 1960, № 6, с. 17—21.
13. Марто П., Розенау У. Нестабильность пузырькового кипения щелочных металлов.— Теплопередача, 1966, № 2, с. 38.
14. Кутателадзе С. С. Теплопередача при кипении и конденсации.— М.: Машиз, 1952. 231 с.
15. Гертнер П. Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме.— Теплопередача, 1965, № 1, с. 20.
16. Torikai K., Hori M., Akigama M. et al. Boiling heat transfer and the burnout mechanism in boiling water cooled reactors.— In: Proc. 3d Intern. Conf. Peaceful Uses at Energy. Geneva, Sept. 1964. N. Y.: UN, 1964, 8, p. 146.
17. Noyes R. C., Lurie H. Boiling sodium heat transfer.— In: Proc. 3d Intern. Heat Transfer Conf., Chicago, 1966. N. Y.: AIChE, 1967, 5, p. 92.
18. Colver C. P., Balzhiser K. E. A study of saturated pool boiling potassium up to burnout heat fluxes.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 61, N 59, p. 253.
19. Caswell B. F., Balzhiser R. E. The critical heat flux for boiling liquid metal systems.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 62, N 64, p. 41.
20. Кириллов П. Л. Обобщенная зависимость для критического теплового потока от давления при кипении металлов в большом объеме.— Атомная энергия, 1968, т. 24, вып. 2, с. 113.

Глава четвертая

1. Bourne J. A., Bergles A. E., Tong L. S. Review of two-phase flow instability.— Nucl. Eng. and Des., 1973, 25, N 2, p. 165—192.
2. Петров П. А. Гидродинамика прямоточного котла.— М.: Госэнергоиздат, 1960, 168 с.

3. Влияние предвключенных элементов на возникновение кризиса кипения в парогенерирующих трубах/ М. А. Стырикович, Э. Л. Миропольский, М. Е. Шидман, И. Л. Мостинский.— Теплоэнергетика, 1960, № 5, с. 81—87.
4. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения: Пер. с англ. М.: Мир, 1972. 440 с.
5. Тонг Л. Теплоотдача при кипении и двухфазное течение: Пер. с англ. М.: Мир, 1969. 344 с.
6. Хьюитт Дж., Холл-Тейлор Н. Кольцевые двухфазные течения: Пер. с англ.— М.: Энергия, 1964. 407 с.
7. Bennett A. W. Flow visualisation studies of boiling at high pressure.— AERE—R 4874, 1965.
8. Kikuchi J., Haga K., Takahashi T. Experimental study of steady-state boiling of sodium flowing in a single-pin annular channel.— J. Nucl. Sci. and Technol., 1975, 12, N 2, p. 83—91.
9. Аладьев И. Т., Гаврилова Н. Д., Додонов Л. Д. Гидродинамика двухфазного потока калия.— В кн.: Теплообмен, гидродинамика и теплофизические свойства веществ. М.: Наука, 1968, с. 3—18.
10. Smith L. R., Tek M. R., Balzhiser R. E. Pressure drops and void fractions in horizontal two-phase flow of potassium.— AIChE Journal, 1966, 12, N 1, p. 50—58.
11. Baroczy C. J. Pressure drop for two-phase potassium flowing through a circular tube and orifice.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1968, 64, N 82, p. 12—25.
12. Kaiser A., Pepler W., Wöröss L. Type of flow, pressure drop and critical heat flux of a two-phase sodium flow.— Nucl. Eng. and Des., 1974, N 30, p. 305—315.
13. Zeigarnik Yu. A., Litvinov V. D. Heat transfer and pressure drop in sodium boiling in tubes.— Nucl. Sci. and Eng., 1980, 73, N 1, p. 19—28.
14. Fauske H. K. Transient liquid metal boiling and two-phase flow.— Progress in Heat and Mass Transfer, 1973, 7, p. 451—465.
15. Takahashi K., Fujii — E. Y., Suita T. Continuous boiling phenomena of sodium under forced convection by direct heating.— J. Nucl. Sci. and Technol., 1972, 9, N 11, p. 670—679.
16. Costa J., Charlety P. Forced convection boiling of sodium in a narrow channel: liquid metal heat transfer and fluid dynamics. N. Y.: ASME Booklet, 1970, p. 172—178.
17. Lockhart R. W., Martinelli R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1949, 5, N 1, p. 39.
18. Арманд А. А. Сопротивление при движении двухфазной системы по горизонтальным трубам.— Изв. ВТИ, 1947, № 1, с. 16.
19. Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д. Об инверсии температуры при кипении щелочных металлов в трубах в условиях кольцевого режима течения.— Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 6, с. 1242—1247.
20. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред.— М.: Энергия, 1968. 423 с.
21. Paleev I. I., Filipowich B. S. Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed flow.— Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1966, 9, p. 1089.
22. Чернухин В. А. Исследование течения пленки при взаимодействии ее с нестабилизированным потоком газа.— Изв. вузов, сер. Машиностроение, 1962, № 8, с. 148—155.
23. Chen J. S., Kalish S. An experimental investigation of two-phase pressure drop for potassium with and without net vaporisation.— In: IVth Intern. Heat Transfer Conf. Paris; Versailles, 1970, 6, В. 83.
24. Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д. Исследование гидравлического сопротивления при кипении натрия в трубе.— Теплофизика высоких температур. 1977, № 5, с. 1116—1118.
25. Savatteri C., Kottowski H. Two-phase flow liquid metal boiling characteristics.— In: Proc. of 1980 Intern. Seminar. Heat Transfer and the Safety of Nucl. Reactors. Dubrovnik, Yugoslavia, 1980, Sept.

26. Lurie H. Steady state sodium boiling and hydrodynamics.— NAA — SR—11586, 1966.
27. Kaiser A. Two-phase pressure drop and critical cooling conditions: comparison of results with sodium in single channel and multi channel geometry.— In: 7th LMBWG Meet. Patten, 1977.
28. Lewy S. Steam-slip theoretical model prediction from momentum model.— Trans. ASME, J. Heat Transfer, 1960, 82, N 3.
29. Serisawa M., Mithiyosi J. Void fraction and pressure drop in liquid metal two-phase flow.— J. Nuc. Sci. and Technol., 1977, 10, N 7, p. 435—445.
30. Baroczy C. J. A Systematic correlation for two-phase pressure drop.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1966, N 62, p. 232—249.
31. Нугматуллин Б. И. Некоторые закономерности течения двухфазных дисперсно-кольцевых потоков в цилиндрических каналах.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: 1972, т. 2, ч. 1, с. 199—203.
32. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепло- и массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 341 с.
33. Сполдинг Д. Б. Конвективный массоперенос: Пер. с англ.— М.: Энергия, 1965. 384 с.

Глава пятая

1. Grass G., Kottowski H., Warnsing R. Das Sieden von flüssigen Alkalimetallen.— Atomkernenergie, 1967, Bd. 12, H. 3/4, S. 101—110.
2. Spiller K. H., Perschke D., Grass G. Überhitzung und Einzelblasenejektion von Stagnierenden Natrium.— Atomkernenergie, 1968, Bd. 13, H. 4, S. 241—245.
3. Kottowski H. Über die Ausbildung einer Restschicht beim Sieden von Alkalimetallen in Kanälen.— Atomkernenergie, 1970, Bd. 15, H. 2, S. 131—137.
4. Schleisiek K. Heat transfer and boiling during forced convection of sodium in an induction heated tube.— Nucl. Eng. and Des., 1970, 14, p. 60.
5. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения: Пер. с англ.— М.: Мир, 1972. 440 с.
6. France D. M., Carlson R. D., Rohde R. B., Charmoly G. Initial voiding experiments with sodium under liquid metal fast breeder reactor conditions.— Nucl. Sci. and Eng., 1974, 55, N 1, p. 1—10.
7. Kikuchi J., Haga K., Takahashi T. Experimental study of steady-state boiling of sodium flowing in a single-pin channel.— J. Nucl. Sci. Technol., 1975, 12, N 2, p. 83—91.
8. Сингер Р., Хольцу Р. Парообразование в перегретом натрии, заполняющем вертикальный канал.— Теплопередача, 1972, 94, № 3, с. 48—52.
9. Булеев Н. И., Казакова Л. А., Лошников В. М., Простов Н. В. Вскипание натрия в круглой трубе.— Инж.-физ. журн., 1974, 27, № 6, с. 957—963.
10. Gronenberg A., Fauske H., Bankoff S., Eggen D. A single-bubble model for sodium expulsion from a heated channel.— Nucl. Eng. and Des., 1971, 16, N 3, p. 285—293.
11. Schlechtendal E. Theoretical investigation on sodium boiling in fast reactors.— Nucl. Sci. and Eng., 1970, 41, N 1, p. 99—114.
12. Stegmann E., McFarlane D., Eggen D. A compressible model for transient sodium voiding of reactor channels.— Trans. ANS, 1971, 14, N 1, p. 239—240.
13. Fauske H., Ford W., Grolmes M. Liquid film thickness for slug expulsion.— Trans. ANS, 1970, 13, p. 648.
14. Grolmes M., Lambert G., Fauske H. Liquid film thickness for single-bubble slug ejection.— Trans. ANS, 1971, 14, p. 242—243.
15. Grolmes M., Henry R., Fauske H. Consideration of sodium boiling in LMFBR subassemblies from 7-pin Test Data.— Trans. ANS, 1974, 18, p. 240—241.
16. Brook A. G., Kaiser A., Pepler W. Flow rundown experiments in a seven-pin bundle.— Nucl. Eng. and Des., 1977, 43, N 2, p. 273—283.

17. *Fauske H.* Transient liquid metal boiling and two-phase flow.— *Progress in Heat and Mass Transfer*, 1973, 7, p. 451—465.
18. *MacDougall J., Lillington J.* The development of calculation methods for coolant boiling in rod clusters using the SABRE code.— In: *Pap. presented on the 8th Liquid Metal Boiling Working Group (LMBWG) Meet.*, 11—13 Oct. 1978. Mol, Belgium.
19. *Fauske H.* Some further comments on voiding dynamics in sodium-cooled fast reactor.— In: *Pap. Presented on the 8th LMBWG Meet.*, 11—13 Oct. 1978. Mol, Belgium.
20. *Grolmes M. A.* Heat capacity effects in sodium boiling.— *Trans. ANS*, 1975, 22, p. 407—408.
21. *Cenni R., Menghelli S., Scarano G.* Influence of the radial temperature profile on sodium boiling in a 7-pin test section.— In: *Pap. Presented on the 7th LMBWG Meet.*, 1—3 June, 1977. Petten, the Netherlands.
22. *Kikuchi Y., Haga K.* Transient boiling of sodium in a 19-pin bundle under loss of flow conditions.— In: *Pap. Presented at the 7th Meet.* 1—3 June 1977. Petten, the Netherlands.
23. *Menant B.* Nucleation, dry-out and boiling behind a sodium-tight local blockage in a 19-pin bundle with helical wire spacers.— In: *Pap. Presented at the 7th LMBWG Meet.* 1—3 June 1977. Petten, the Netherlands.
24. *Costa J.* Safety oriented heat transfer programs in France.— In: *1980 Intern. Seminar Nucl. Reactor Safety Heat Transfer*, 1—5 Sept. Dubrovnik, Yugoslavia.
25. *Huber F., Pepler W.* Form and development of boiling behind a 49% central blockage in a 169-pin bundle.— In: *Pap. Presented at the 7th LMBWG Meet.*, 1—2 June 1977. Petten, the Netherlands.
26. *Clare A., Huber F., Till W., Pepler W.* Preliminary results of the temperature distribution and boiling behavior behind a wall blockage in a 169-pin bundle.— In: *Pap. Presented at the 8th LMBWG Meet.*, 11—13 Oct. 1978. Mol, Belgium.
27. *Dorr B., Vries J. de.* The ECN/KFK local boiling experiments in Petten.— In: *Pap. Presented at the 8th LMBWG Meet.*, 11—13 Oct. 1978. Mol, Belgium.
28. *Kaiser A., Pepler W., Straka M.* Sodium boiling experiments in a 7-pin bundle.— *Nucl. Eng. and Des.*, 1977, vol. 42, N 2, p. 411—417.

Глава шестая

1. *Аладьев И. Т., Горлов И. Г., Додонов Л. Д., Федынский О. С.* Теплообмен при кипении калия в трубах с равномерным теплоподводом.— В кн.: *Исследования теплообмена, гидродинамики и теплофизических свойств веществ*. М.: Наука, 1968, с. 18—31.
2. *Горлов И. Г., Раев А. И., Худяков В. Ф.* Кипение калия в трубах при повышенных давлениях.— В кн.: *Исследования по механике и теплообмену двухфазных сред*. М.: ЭНИН, 1974, с. 84—105.
3. *Аладьев И. Т., Петров В. И., Раев А. И., Худяков В. Ф.* Теплообмен в натрий-калиевом парогенераторе из змеевиковых труб.— В кн.: *Вопросы теплообмена в энергетических установках*. М.: ЭНИН, 1974, с. 236—244.
4. *Hoffman H. W., Krakowiak A. I.* Convective boiling with liquid potassium.— In: *Proc. of the 1964 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford: Univ. of Calif.*, 1964, p. 19—37.
5. *Fisher C. F.* Heat transfer and pressure characteristics for boiling rubidium in forced convection flow.— In: *ACN-TR, 70, San Ramon*, 1963.
6. *Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д.* Экспериментальное исследование теплообмена и потерь давления при кипении натрия в вертикальной трубе.— В кн.: *Тепломассообмен -V*, Минск, 1975, т. 3, ч. 1, с. 147—156.
7. *Боришанский В. М., Андреевский А. А., Жохов К. А.* и др. Теплоотдача при кипении калия в трубе в области умеренного паросодержания.— *Атом. энергия*, 1966, т. 21, № 1, с. 58.
8. *Грачев Н. С., Зеленский В. Н., Кириллов П. Л., Субботин В. И.* Теп-

- лообмен и гидродинамика при кипении калия в трубах.— *Теплофизика высоких температур*, 1968, 6, 14.
9. *Кириллов П. Л.* Теплообмен жидких металлов в круглых трубах (однофазный и двухфазный потоки).— Докт. дис. М.: ИВТАН, 1968.
10. *Berenson F., Killakey J.*— In: *Proc. 3d Annu. Conf. High-Temp. Liquid Metal Heat Transfer Technol. ORNL—3605*, 1963, vol. 2, p. 59.
11. *Brooks R., Longo D.*— *Proc. 3d Annu. Conf. High-Temp. Liquid Metal Heat Transfer Technol.*, 1963, QRNL—3605, vol. 2, p. 86.
12. *Петухов В. С., Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д.* Исследование теплоотдачи при кипении жидкого натрия в вертикальной трубе.— *Изв. вузов, сер. Энергетика*, 1970, № 3, с. 102—109.
13. *Зейгарник Ю. А., Литвинов В. Д.* О кипении щелочных металлов в трубах.— *Теплофизика высоких температур*, 1969, 7, № 2, с. 374—376.
14. *Шпильрайн Э. Э., Якимович К. А., Тоцкий Е. Е.* и др. Теплофизические свойства щелочных металлов. М.: Изд-во стандартов, 1970. 486 с.
15. *Лабунцов Д. А.* Анализ процессов испарения и конденсации.— *Теплофизика высоких температур*, 1967, т. 5, № 4, с. 647—654.
16. *Литвинов В. Д.* Экспериментальное исследование теплоотдачи и сопротивления при кипении натрия в вертикальных трубах: Канд. диссерт. М.: ИВТАН, 1978 г.
17. *Chen J. S.* Nonequilibrium inverse temperature profile in boiling liquid-metal two-phase flow.— *AIChE Journal*, 1965, 11, N 6, p. 1145—1148.

Глава седьмая

1. Рекомендации по расчету кризиса теплоотдачи при кипении воды в круглых трубах/Научный Совет АН СССР по комплекс. пробл. «Теплофизика».— М.: ИВТАН, 1980. 68 с.
2. *Андреев П. А., Боришанский В. М., Федорович Е. Д.* и др. Тепловые характеристики прямоточного парогенерирующего канала калиевого пара.— В кн.: *Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях*. Минск: ИТМО, 1972, т. 2, ч. 1, с. 352—366.
3. *Morozov Yu. D., Prisyakov V. F.* The research of the heat transfer crisis to potassium two-phase flow in Helical Coils.— In: *Pap. in 8th LMBWG, Meet.*, 1978. Mol., The Netherlands.
4. *Whalley P. B., Hutchinson P., Hewitt G. F.* The calculation of critical heat flux in forced convection boiling.— In: *5th Intern. Heat Transfer Conf. Tokyo*, 1974. Pap. B, 6—11.
5. *Whalley P. B., Hutchinson P., James P. W.* The calculation of critical heat flux in complex situation using an annular flow model.— In: *5th Intern. Heat Transfer Conf. Toronto*, 1978, 5, Pap. NR—12.
6. *Ремизов О. В., Гальченко Э. О., Подгорный К. К.* Границы наступления режимов с ухудшенной теплоотдачей (аналит. обзор). Препр. ФЭИ № 29. Обнинск. 1976. 34 с.
7. *Аладьев И. Т., Валик П. К., Петров В. И., Раев А. И.* Кризисы теплоотдачи при кипении воды в прямых и змеевиковых трубах при низких давлениях.— В кн.: *Исследования по теплообмену*. М.: ЭНИН, 1976, с. 6—18.
8. *Аладьев И. Т., Горлов И. Г., Додонов Л. Д., Федынский О. С.* Теплообмен при кипении калия в трубах с равномерным теплоподводом.— В кн.: *Теплообмен, гидродинамика и теплофизические свойства веществ*. М.: Наука, 1968, с. 18—31.
9. *Hoffman H. W., Krakowiak A. I.* Convective boiling with liquid potassium.— In: *Proc. of the 1964 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford*, 1964, p. 19—37.
10. *Hoffman H. W., Huntley W. R.* Boiling with liquid potassium in short rod bundles.— *Progress in Heat and Mass Transfer*, 1973, 7, p. 393—405.
11. *Peterson J. R.* High-performance «once-through» boiling of potassium in single tubes at saturation temperatures of 1500 to 1750° F.— *NASA Rep. CR—842*, 1962.
12. *Kaiser A., Pepler W., Vörös L.* Type of flow, pressure drop and critical

- heat flux of a two-phase sodium flow.— Nucl. Eng. and Des., 1974, 30, p. 305—315.
13. *Peppler W.* Experimental investigation of dryout for sodium boiling in narrow channels.— Progress in Heat and Mass Transfer, 1973, 7, p. 417—428.
 14. *Aladjev I. T., Gorlov I. G., Fedynsky O. S.* The effect of nonuniform axial heat flux distribution on critical heat fluxes with potassium in tubes.— In: 4th Intern. Heat Transfer Conf. Versailles, 1970, Sept., B. 8. I.
 15. *Aladyev I. T., Petrov V. I., Rzaev A. I., Khudyakov V. F.* Investigation of heat transfer to potassium in coil tubes and sodium-potassium coil generator.— In: Heat Transfer-1974. Tokyo, 1974, 4, p. 330—334.
 16. *Bernstein E., Randall D.* Forced convection boiling potassium heat transfer data.—TID-21256, PWAC: 1964.
 17. *Боришанский В. М., Жозов К. А., Светлова М. С.* и др. Теплоотдача при движении калия в трубе в закризисной области.— Теплофизика высоких температур, 1978, № 6, с. 1264—1268.
 18. *Нугматулин Б. И.* Некоторые закономерности течения двухфазных дисперсно-кольцевых потоков в цилиндрических каналах.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: ИТМО, 1972, т. 2, ч. I, с. 199—203.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Обозначения	7
Индексы	8
Глава первая	
Вскипание щелочных металлов	9
Теория зародышеобразования	9
Опытные данные по начальным перегревам	16
Влияние поверхностных условий. Теория деактивации впадин	19
Вскипание в условиях вынужденного течения	28
Выводы	37
Глава вторая	
Вопросы физики кипения и испарения щелочных металлов	37
Механизм кипения	37
Передача тепла при кипении	48
Испарение	49
Выводы	52
Глава третья	
Теплоотдача и кризисы при кипении в большом объеме	53
Теплоотдача	53
Критические тепловые потоки	61
Выводы	64
Глава четвертая	
Гидродинамика стационарных двухфазных потоков щелочных металлов	64
Устойчивость двухфазных потоков	64
Режимы течения двухфазных потоков	66
Истинное объемное паросодержание двухфазных потоков	70
Аналитическое описание двухфазных потоков	73
Потери на трение в двухфазных потоках	79
Выводы	85

Глава пятая	
Гидродинамика нестационарных двухфазных потоков щелочных металлов	86
Динамическое кипение	86
Гидродинамика при аварийных ситуациях в активной зоне жидкометаллических быстрых реакторов	89
Выводы	93
Глава шестая	
Теплоотдача при кипении щелочных металлов в каналах	93
Экспериментальные данные и механизм переноса тепла	93
Выводы	102
Глава седьмая	
Кризис теплоотдачи щелочных металлов в каналах	103
Физическая картина кризиса	103
Аналитическое описание процесса	105
Граничное паросодержание	107
Методы достижения высоких значений граничного паросодержания	112
Выводы	114
Литература	115

**Юрий Альбертович
Зейгарник,
Владимир Дмитриевич
Литвинов**

**КИПЕНИЕ
ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ
В КАНАЛАХ**

Утверждено к печати
Институтом высоких температур
Академии наук СССР

Редактор
Е. А. Макрушина

Редактор издательства
С. С. Матвеев

Художник
Л. И. Лобова

Художественный редактор
Н. Н. Власик

Технический редактор
Т. С. Жарикова

Корректоры
Н. А. Несмеева, И. А. Талалай

ИБ № 27222

Сдано в набор 16.03.83
Подписано к печати 09.06.83
Т-09568. Формат 60×90^{1/16}
Бумага для глубокой печати
Гарнитура обыкновенная
Печать высокая
Усл. печ. л. 8. Усл. кр. отт. 8,25. Уч.-изд. л. 8,9
Тираж 1000 экз. Тип. зак. 2608
Цена 1 р. 30 к.

Издательство «Наука»
117864 ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 90
2-я типография издательства «Наука»
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10