

## К ВОПРОСУ О КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ С ПОДВОДОМ ТЕПЛА ЧЕРЕЗ СТЕНКУ

С. В. ПОЛОЖИЙ

Разрешение проблемы интенсификации поверхностей нагрева—основного направления в развитии современных парогенераторов—тесно связано с изучением процесса парообразования. Теплоотдача при изменении агрегатного состояния является объектом усиленного изучения целых коллективов научных работников во многих странах и особенно у нас в Советском Союзе. Значительные успехи в этой области достигнуты советской школой теплотехников [3; 4; 8], распространивших теорию подобия и на этот круг явлений. Однако при изложении этих вопросов в литературе не всегда дается достаточная и последовательная физическая трактовка процесса кипения [6; 7; 9; 13] и многих явлений, связанных с ним.

Как известно, поверхностные явления играют существенную роль в процессах, связанных с фазовыми превращениями, как, например, переход из жидкого состояния в газообразное—парообразование или кипение и обратно—переход из газообразного состояния в жидкое—конденсация.

Зависимость между поверхностным натяжением жидкости, радиусом кривизны пузырька и превышением температуры кипения жидкости над табличной температурой насыщения определяется уравнением вида:

$$\Delta t_s = \frac{2\sigma}{P' \cdot \rho} \frac{\gamma'}{\gamma' - \gamma''}, \quad (1)$$

$\Delta t_s$  — превышение температуры кипения жидкости над табличной температурой насыщения;

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, кг/м;

$$P' = \left( \frac{dp}{dt} \right)_s = \frac{r\gamma'\gamma''}{AT_s(\gamma' - \gamma'')} \quad \text{— зависимость давления насыщенного пара от температуры насыщения;}$$

$\rho$  — минимальный радиус кривизны (пузырька) поверхности, м;

$\gamma', \gamma''$  — удельный вес жидкости и пара, кг/м<sup>3</sup>;

$T_s, r$  — абсолютная температура насыщения и теплота парообразования;

$A$  — тепловой эквивалент работы.

Для данного внешнего давления формула (1) имеет следующий окончательный вид

$$\Delta t_s = \frac{2\sigma}{\rho} \frac{AT_s}{r\gamma''} = \frac{B}{\rho}, \quad (2)$$

где

$$B = \frac{2\sigma AT_s}{r\gamma''}.$$

В этой формуле  $r, \gamma'', \sigma$  имеют значения при температуре насыщения над плоской поверхностью.

Значение поверхностного натяжения с увеличением температуры убывает и при критической температуре становится равным нулю (рис. 1). Величина  $P' = \left(\frac{dp}{dt}\right)_s$  с увеличением давления возрастает (рис. 2),  $\gamma''$  с повышенном внешнем давлении возрастает, а  $\gamma'$  — убывает.

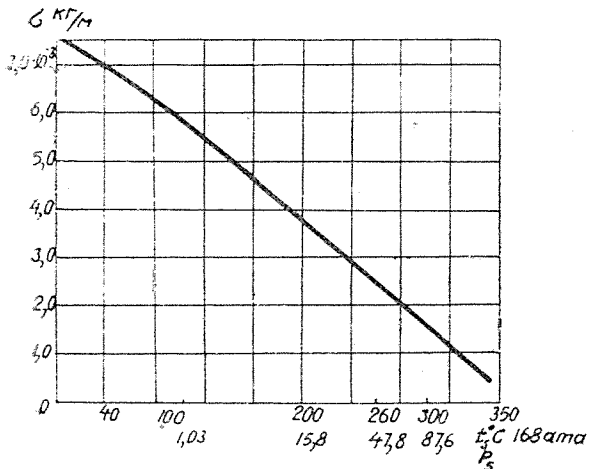


Рис. 1.

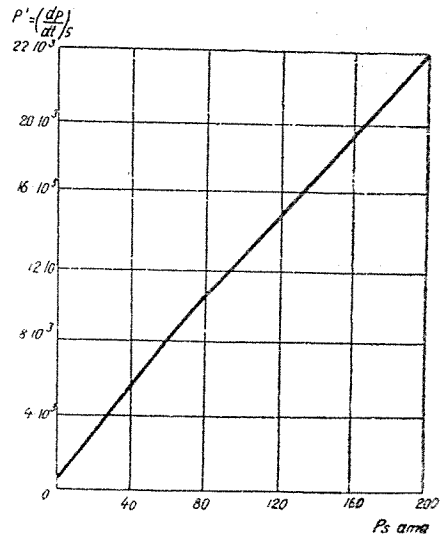


Рис. 2.

Поэтому для одного и того же минимального радиуса зародышевого тела превышение начальной температуры над табличной температурой насыщения ( $t_s$ ) зависит от давления над жидкостью, уменьшаясь с увеличением давления. При критическом давлении  $\sigma = 0$  и  $\Delta t_s = 0$ . При вакууме возрастание  $\sigma$ ,  $\gamma'$  и убывание  $P'$  обуславливает значительную величину  $\Delta t_s$ . Соответственно начало зарождения парообразной фазы при высоких давлениях возможно при малой величине  $\Delta t_s$  и очень малых  $\rho$ . При разрежении требуются значительные первоначальные размеры зародышевых тел, или при отсутствии их — высокое значение  $\Delta t_s$ .

Влияние зародышевых тел на температуру перегрева жидкости хорошо иллюстрируется нагревом дегазированной жидкости в стеклянном сосуде. Таким путем, например, удавалось доводить температуру жидкости до 200°C при атмосферном давлении. Такое состояние принято называть метастабильным, неустойчивым.

При вполне определенной величине теплового потока в процессе парообразования при данном внешнем давлении первоначальные размеры паровых пузырьков определяются микрошероховатостью поверхности нагрева сосуда с жидкостью, которой соответствует вполне определенная температура начала фазообразования (кипения). Однако изменение теплового потока при прочих равных условиях оказывает влияние как на величину  $\Delta t_s$ , так и на минимальный размер зародышевых тел. Увеличение теплового потока повышает температуру перегрева жидкости, величина которой устанавливается вступлением в действие новых дополнительных центров парообразования с более малыми размерами зародышевых тел. Это новая стадия протекает уже при большей температуре перегрева и соответствующей ей величине и количества зародышевых центров парообразования. При невысоких тепловых потоках центрами парообразования являются наиболее крупные отдельные шероховатости с значительным  $\rho$  и малым  $\Delta t_s$ , устанавливающимся в этом процессе.

Величины  $\Delta t_s$  и  $p$  при одном и том же тепловом потоке в свою очередь зависят от внешнего давления, уменьшаясь с повышением внешнего давления, как уже рассматривалось выше (формула 1).

Во всех случаях парообразования в области докритических внешних давлений наличие температуры перегрева жидкости обязательно, она обусловлена кинетикой фазового перехода.

Многочисленные эксперименты по кипению различных жидкостей подтверждают теоретические положения кинетики фазовых переходов [10].

Во всех экспериментах по кипению жидкостей было установлено наличие разности между температурой жидкости у поверхности нагрева и температурой насыщения над жидкостью. Эта разность, обусловленная в конечном счете поверхностным натяжением, получила название температурного напора или перегрева жидкости.

Поэтому термин „изотермический“ или „изобарический“ процесс парообразования характеризует не весь процесс фазового перехода, а только его конечную стадию—выход пузырей пара к плоской поверхности раздела фаз и паровую фазу над жидкостью, находящуюся под постоянным внешним давлением с табличной температурой насыщения. И только в этом смысле можно употреблять эти термины в учебной и технической литературе. Многочисленными экспериментами подтверждается также непостоянство температуры начальной фазы парообразования для одного и того же внешнего давления (конечной температуры кипения) и ее зависимость от условий протекания процесса. При этом температура начальной стадии кипения с подводом тепла через стенку устанавливается в объеме жидкости, прилегающей к поверхности нагрева, и без специальных измерений определить ее не представлялось возможным. Обычное же измерение температуры кипящей жидкости в быту и технике не вскрывало сущности процесса и явилось причиной неправильного взгляда на этот процесс. Без учета гидростатического давления температура начала кипения жидкости определяется из уравнения:

$$t = t_s + \Delta t_s, \quad (3)$$

где  $t_s$  — температура насыщения над плоской поверхностью раздела фаз (температура конечной стадии кипения),

$\Delta t_s$  — температурная разность, обусловленная поверхностным натяжением жидкости.

При

$$\Delta t_s = 0 \quad t = t_s,$$

т. е. температура начала кипения равна температуре насыщенного пара над плоскостью раздела фаз—имеет место равновесие жидкой и парообразной фазы. Отсутствует процесс парообразования. В самом деле, при  $\Delta t_s = 0$  тепловой поток  $q = c \cdot \Delta t_s \cdot G = 0$  и количество образующегося пара

$$D = \frac{q}{r}$$

также равно нулю,

где

$q$  — тепловой поток в  $\text{ккал}/\text{м}^2$  час,

$r$  — теплота парообразования в  $\text{ккал}/\text{кг}$ ,

$c$  — теплоемкость жидкости.

Для иллюстрации дальнейших рассуждений нами используются экспериментальные данные по кипению с подводом тепла Якоба и Фритца [12; 14], производивших измерения температуры кипения и скорости роста пузырей пара в объеме при атмосферном давлении при помощи скоростной киносъемки.

На рис. 3 графически изображено изменение температуры кипящей воды по глубине при подогреве ее снизу. На рис. 4 показана скорость роста парового пузыря, полученная с помощью высокоскоростной киносъемки процесса кипения.

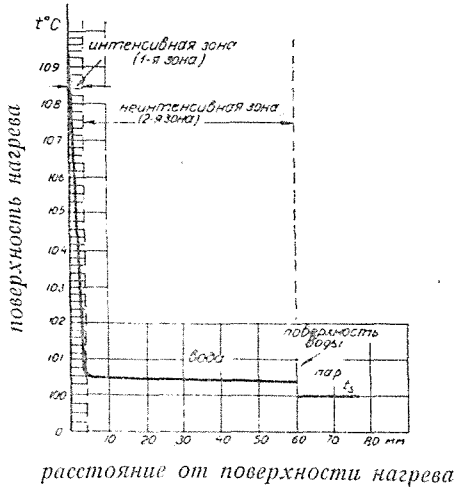


Рис. 3.

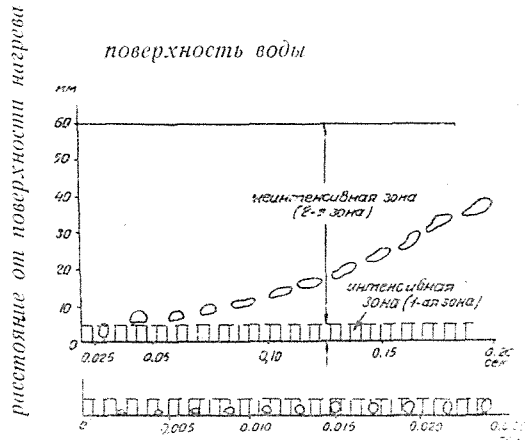


Рис. 4.

Как видно из рис. 3, температура кипящей воды на поверхности свободного уровня несколько выше температуры насыщения  $t_s$ . В направлении от свободного уровня к поверхности нагрева температура кипящей жидкости вначале почти постоянна и только в небольшом слое, прилегающем к поверхности нагрева, резко возрастает и существенно превышает температуру насыщения над свободной поверхностью жидкости.

На обоих рисунках нами заштрихована зона быстрого падения температуры (рис. 3) и отвечающая ей зона возникновения и быстрого роста пузыря (рис. 4).

В соответствии с этим весь процесс парообразования при кипении жидкости в объеме может быть разделен на две зоны:

- I — интенсивная зона или зона собственно кипения (заштрихованная область, непосредственно примыкающая к поверхности нагрева);
- II — неинтенсивная зона кипения — вышестоящая область жидкости.

В этой области происходит чрезвычайно медленное падение температуры кипящей жидкости и медленный рост пузыря.

В табл. 1 приведены основные характеристики I и II зон кипения по данным этого эксперимента в нашей обработке.

Как видно из табл. 1, цифровые данные, характеризующие зоны кипения, резко отличаются друг от друга. Время протекания процесса (роста пузыря) в I зоне в 8 раз меньше времени протекания процесса во II зоне. В то же время скорость роста пузыря и падение температуры в I зоне во много раз превышает таковые во II зоне.

Несмотря на это, в неинтенсивной зоне может происходить значительное парообразование главным образом за счет большого количества жидкости и длительности пребывания пузыря в этой зоне. Если же считать суммарное количество тепла, израсходованного на парообразование в I и II зонах без учета времени и объема жидкости, как обычно принято [9; 13], то как в опытах [12; 14], так и в других опытах тепла, переданного на парообразование во II зоне, оказывается больше, чем в I (в опытах Якоба и Фритца тепло, переданное в I зоне, составляло 5—10 % от общего теплового потока). Это обстоятельство приводит к переоценке роли высоты

Таблица 1

№ п. п.	Наименование величин	Обозначение величин	Зона кипения	
			I	II
1	Используемый температурный перепад при кипении . . . . .	$\Delta t \tau$ °C	8,6	0,1÷0,5
2	Время процесса . . . . .	$\tau$ сек	0,025	0,2
3	Увеличение объема пузыря . . . . .	$\Delta V$	1000	5÷6
4	Скорость падения температуры . . . . .	$\Delta \tau = \frac{\Delta t \tau}{\tau} \frac{°C}{сек}$	35	0÷1,7
5	Высота зоны . . . . .	$h$ мм	5	60
6	Секундная объемная паропроизводительность . . . . .	$\frac{V}{\Delta \tau} \frac{мм^3}{сек}$	$\frac{8,16}{0,025} = 327$	285÷270
7	Секундная объемная паропроизводительность на 1 мм высоты жидкости . . . . .	$\frac{V}{\Delta \tau h} \frac{мм^3}{сек \cdot мм}$	65,6	4,6÷3,3

слоя жидкости над поверхностью нагрева [9, 12] и к неправильным заключениям.

С увеличением высоты уровня жидкости над поверхностью нагрева количество пара, получаемого во II зоне, будет возрастать.

Таким образом, процесс парообразования при постоянном внешнем давлении и температуре насыщения над плоской поверхностью раздела фаз протекает при переменной температуре, обусловленной поверхностными явлениями жидкости. При этом по изменению и абсолютной величине температуры жидкости намечаются две зоны кипения:

1. Интенсивная зона—зона собственно кипения жидкости. Характеризует основной процесс фазообразования. В этой зоне происходит зарождение паровой фазы и ее быстрый рост, причем с ростом пузырька пара резко убывает капиллярное давление и соответствующая ему температура пара в пузырьке и окружающей ее жидкости. Высота этой зоны относительно мала, например, 3—5 мм при кипении воды в атмосферных условиях и зависит от отрывного диаметра пузырька пара, уменьшаясь с повышением внешнего давления.

2. Неинтенсивная зона—конечная стадия парообразования. Характеризуется медленным падением температуры жидкости и пара при движении оторвавшегося пузыря к свободной поверхности жидкости. Рост пузырей в этой зоне происходит медленно. Высота слоя жидкости в этой зоне является величиной произвольной, определяемой конкретными условиями протекания процесса—высотой жидкости при кипении ее в объеме.

Несмотря на наличие разработанной теории фазовых переходов [10] и многочисленных экспериментальных данных по кипению различных жидкостей, в литературе все же имеет место неправильное истолкование температуры кипения и процесса парообразования в целом.

Так, например, Млодзеевский (Молекулярная физика, 1941 г.) пишет: „Температура кипения всякой жидкости есть та температура, при которой давление ее насыщенного пара делается равным внешнему давлению“.

Точно так же оценивает температуру кипения Павлов (Курс физики, т. 1, 1949 г.)—„Точкой кипения или температурой кипения называется та-

кая температура кипения, при которой упругость насыщенного пара жидкости делается равной внешнему давлению“.

Кашин (Курс физики, т. 1, 1948 г.) дает два закона кипения:

1. Кипение начинается тогда, когда достигается температура, при которой давление насыщенного пара жидкости равно внешнему давлению.
2. В течение всего процесса эта температура остается постоянной“.

Фриш и Тиморева (Курс физики, т. 1, 1952 г.) кипение определяют как бурное испарение, которое начинается при нагреве жидкости до такой температуры, при которой упругость ее насыщенных паров становится равной внешнему давлению.

В учебном пособии по физике для втузов и университетов под редакцией академика Папалекси (т. 1, 1948 г.) пишется: „Кипение не есть рождение двухфазной системы, а переход двухфазной системы от спокойного существования к бурному, при котором пузырьки быстро растут и всплывают“.

Штрауф (Молекулярная физика, 1949 г.) дает формулировку процесса кипения, принципиально не отличающуюся от предыдущих:

„Для кипения необходимо: 1. Чтобы давление насыщенного пара по крайней мере достигло величины внешнего давления. 2. Чтобы жидкости сообщалось тепло не через свободную поверхность“.

Однако Штрауф учитывает влияние на температуру кипения жидкости и других факторов—в частности поверхностного натяжения, но считает его случайным и поэтому не включает в вышеприведенную формулировку.

Аналогичные формулировки имеют место даже в некоторой специальной литературе. Так, например, Вукалович и Новиков (Техническая термодинамика, 1952 г.) определяют кипение жидкости, как „...процесс интенсивного испарения по всему объему, характеризующийся равенством давления пара внутри паровых пузырьков и внешнего давления на жидкость и постоянством температуры в течение процесса“. И далее: „температура кипения жидкости при данном внешнем давлении на жидкость равна температуре, при которой давление насыщенного пара жидкости (над плоской поверхностью ее) равно внешнему давлению“.

Однако, дав такое определение кипению жидкости, авторы в дальнейшем обосновывают наличие разности температуры жидкости  $T_0$ , при которой начинается кипение жидкости при данном внешнем давлении  $P_0$  и температуры  $T_s$ , при которой давление насыщенных паров жидкости равно внешнему давлению  $P_0$ , называя ее степенью перегрева жидкости

$$\Delta T = T_0 - T_s = \frac{T v''}{r} \frac{2\sigma}{\rho},$$

а также рассматривают условие образования зародышей новой фазы

$$P_{кр} = \frac{2\sigma v''}{(v'' - v') (P_p - P_s)}.$$

Но перегрев кипящей жидкости считают не закономерным явлением, а только случайным, когда жидкость не содержит посторонних газообразных примесей. Ими совершенно игнорируется наличие „перегрева“ в объеме жидкости у поверхности нагрева, где возникает и зарождается новая фаза.

В приведенных формулировках температура кипения жидкости всецело сводится к температуре насыщенного пара под плоской поверхностью раздела фаз при данном внешнем давлении, а весь процесс фазового перехода сведен к конечной его стадии. Влияние внешнего давления на температуру насыщения хорошо изучено. Температура насыщенного пара над плоскостью раздела фаз строго соответствует внешнему давлению.

Считать эту температуру температурой кипения жидкости, как это обычно принято, является ошибочным и вытекает из неправильного представления фазового изменения агрегатного состояния вещества. Рассматривается не диалектика этого процесса, не ход фазового превращения во времени, а лишь конечный результат, „равновесие“ между новой и старой фазами в предположении, что новая фаза достигла полного своего развития и что поверхность между разделами фаз является плоской. В действительности эта температура при заданном внешнем давлении является не той температурой, при которой фактически начинается переход старого состояния в новое, а той, при которой процесс останавливается, когда возможно существование новой и старой фаз в равновесии неограниченно долгое время.

Таким образом, общераспространенные формулировки процесса и температуры кипения жидкости не характеризуют исчерпывающим образом этот процесс. Поэтому напрашивается необходимость расширить понимание закона кипения жидкости с тем, чтобы оно охватывало все стороны этого сложного процесса и правильно отражало его. Мы считаем возможным дать следующую формулировку закона кипения жидкости.

1. Кипение есть процесс, при котором образование пара происходит не только с поверхности, но и внутри жидкости.

2. Температура кипения всякой жидкости есть та температура, при которой давление ее насыщенного пара равно давлению над жидкостью и добавочному давлению внутри ее.

3. Начальная температура кипения жидкости при данном внешнем давлении является величиной переменной, зависит от свойств жидкости и условий протекания процесса.

Из предыдущего исследования формулы (1) следует, что капиллярное давление при высоком внешнем давлении играет меньшую роль в процессе парообразования, а при критическом давлении исчезает вовсе.

Уже в докритических давлениях, даже при малых  $\Delta t_s$ , невозможно существование резко выраженного пузырьчатого (ядерного) кипения. Любая гладкая поверхность будет в то же время шероховатой. Центрами парообразования будут служить самые незначительные микрошероховатости. Кипение возможно при очень малых  $\Delta t_s$ . При разрежении же возрастает роль поверхностного натяжения в процессе парообразования. Возможность появления центров (пузырьков) парообразования резко сокращается. Кипение возможно при значительных  $\Delta t_s$  или при наличии больших размеров зародышевых тел. Возможно только резко выраженное ядерное кипение. При невысоких  $\Delta t_s$  размер зародышевых тел достигает значительных размеров и для осуществления процесса кипения необходимо наличие макрошероховатости или предварительного образования крупных пузырьков растворенных газов.

Так, например, при  $\Delta t_s = 2^\circ\text{C}$  и внешнем давлении  $P_s = 0,05 \text{ ата}$  кипение возможно только при наличии зародышевых пузырьков размером  $r_{\text{мин}} = 0,3 \text{ мм}$ , что практически приводит к прекращению кипения.

Во всех случаях в докритических давлениях мы имеем только ядерное парообразование. Термин „пленочное“ кипение носит условный характер, когда образование пузырей происходит таким образом, что в процессе роста они сливаются в паровой фазе до отрыва от поверхности нагрева [14].

На рис. 5 показана схема „пленочного“ кипения при высоком внешнем давлении и при разрежении. При разрежении процесс идет таким образом, что слияние редких пузырьков пара на поверхности нагрева происходит даже при небольших  $\Delta t_s$  и соответственно небольших тепловых напряжений ( $q$ ). Этот вывод подтверждается опытными данными [13]. При ки-

нении воды и понижении давления от атмосферного до 0,09 *ата* критический температурный напор остается практически постоянным.

Известны визуальные наблюдения над кипением воды [15] с подводом тепла через стенку при разных давлениях, когда даже при  $\Delta t_s$  в  $60 \div 65^\circ\text{C}$  не было признаков „пленочного“ кипения. При высоких температурных разностях образование пара было такое быстрое, что поверхность трубы была более или менее постоянно покрыта пузырями.

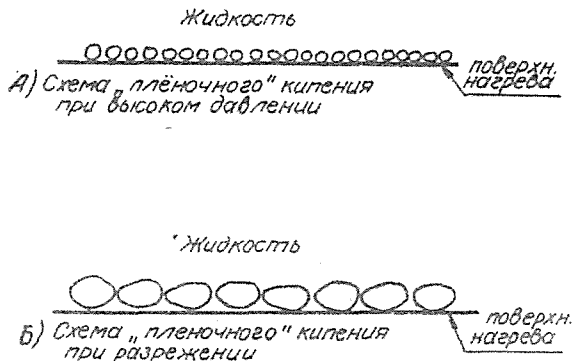


Рис. 5.

Наши визуальные наблюдения за парообразованием под разрежением с подводом и без подвода тепла извне также подтверждают высказанное положение.

Кипение воды под разрежением характеризуется возникновением крупных пузырей и быстрым их ростом. Слияние пузырей при адиабатическом кипении происходит в виде образования пузырчатого слоя воды под жидкостью (при кипении в объеме).

Размер пузырей резко возрастал с уменьшением давления над жидкостью и соответственно с ростом удельного объема пара.

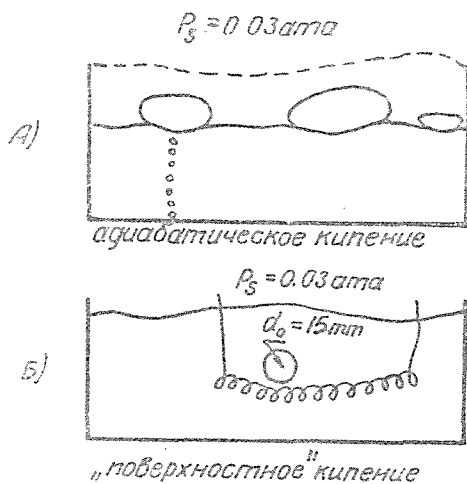


Рис. 6.

Уменьшение  $\Delta t_s$  в опытах резко сокращало количество одновременно возникающих пузырей, но увеличивало их размеры. Так, например, при  $p = 0,03 \text{ ата}$  и малом  $\Delta t_s$  ( $1,5 \div 2^\circ$ ) размер отдельных пузырей на свободной поверхности воды доходил до 100--200 мм в поперечнике. Рост пузырей происходил при этом в горизонтальном направлении, как показано на рис. 6а.



При кипении с подводом тепла (кипение на поверхности нихромовой спирали ( $d = 1$  мм) под разрежением ( $p = 0,03$  атм) особенно наглядно иллюстрируется влияние внешнего давления на рост и размер пузыря. В начальный момент нагрева процесс характеризовался мгновенным возникновением отдельных пузырей большого размера в разных местах спирали и быстрым их исчезновением вследствие отдачи тепла более холодной окружающей воде. Процесс сопровождался резким металлическим звуком. Сам момент возникновения и исчезновения пузыря наблюдался как матовая белая вспышка. При дальнейшем нагревании на определенных местах спирали возникали отдельные сферические пузыри большого диаметра (12—15 мм—точного замера отрывного диаметра пузырями произвести не удалось) рис. 6б.

Изложенный механизм парообразования физически просто объясняет процесс кипения жидкости с большим поверхностным натяжением или вообще несмачивающих жидкостей, как, например, ртути. Для этого в первом приближении достаточно сравнить некоторые физические свойства смачивающей и несмачивающей жидкости, например, воды и ртути при одном и том же внешнем давлении.

Таблица 2

	Обозначение	Вода	Ртуть
1. Поверхностное натяжение	$\sigma$ кг/м	0,00745	0,048
2. Коэффициент теплопроводности	$\lambda$ ккал/м <sup>2</sup> час°С	0,515	15—28
3. Удельный объем пара при $p_s = 1$ атм	$v''$ м <sup>3</sup> /кг	1,6	0,222
4. Зависимость давления от температуры при $p_s = 1$ атм	$p' = \left( \frac{dp}{dt} \right)_s$	360	175

Из рассмотрения формулы (1) следует, что для одного и того же температурного перепада  $\Delta t_s$  величина минимального зародышевого пузырька у ртути больше, чем для воды в 13 с лишним раз (для внешнего давления  $p = 1$  атм), что следует из отношения

$$\frac{\left( \frac{\sigma}{p'} \right)_{рт}}{\left( \frac{\sigma}{p'} \right)_{вод}} = \frac{0,000275}{0,0000207} = 13,5.$$

Поэтому, например, при одной и той же  $\Delta t_s = 10^\circ$  для кипения ртути необходим минимальный радиус зародышевых тел в 13 раз больше, чем для воды. Вследствие этого ртуть должна иметь более резко выраженное ядерное кипение, чем вода.

Если же принять минимальный радиус зародышевых тел для ртути и воды равными (при  $\Delta t_s = 10^\circ\text{C}$ ), то ртуть начнет кипеть при  $\Delta t_s$  в 13,5 раза больше, чем для воды. Вследствие большой теплопроводности ртути рост пузырька будет таков, что он моментально охватит большую зону жидкости. Рост пузырька, в связи со свойством несмачиваемости поверхности нагрева ртутью, будет происходить вдоль поверхности нагрева. Пузырек будет „выдавливаться“ из жидкой ртути. Отделение жидкой ртути от поверхности нагрева приводит к слиянию отдельных пузырьков и изо-

ляци ртути от поверхности. Большая теплопроводность жидкой ртути способствует быстрому росту отдельных пузырей.

Нельзя поэтому согласиться с утверждением Михеева [9] и Кружилина [5], что процесс парообразования несмачивающих жидкостей происходит по всей поверхности нагрева. Нельзя также согласиться с существующим представлением об отрыве пузырька ртути с оставлением „ножки“ на поверхности (рис. 7), выдвинутым Якобом и Фритцем и сохранившимся до настоящего времени.



Рис. 7.

Такое представление о механизме кипения ртути вполне подтверждается экспериментальными данными. (Наличие значительной разности температур  $\Delta t_s$  при больших коэффициентах теплопроводности жидкой ртути, высокая эффективность передачи тепла от стенки к жидкой ртути, движение пузырьков ртути вдоль поверхности нагрева) [16]. Опыты по кипению воды на несмачиваемой поверхности вполне подтверждают механизм парообразования несмачивающих жидкостей [15]. При этом отдельные пузыри воды образовывались как при кипении несмачивающих жидкостей, т. е. стремились стечь вместе на поверхности металла (пузыри „выдавливались“ из жидкости), так что относительно большая площадь греющей поверхности покрывалась паром. При повышении  $\Delta t_s$  (около  $34^\circ\text{C}$ ) возрастало количество центров парообразования, и стремление к слипанию пузырей на поверхности нагрева было даже более резко выражено. При дальнейшем увеличении ( $\Delta t_s$  около  $45^\circ$ ) теплового потока труба покрывалась сплошным слоем пара, т. е. слияние отдельных пузырей происходило сплошь по всей трубе без возможности обнаружения отдельных центров парообразования. При этом в этих опытах  $\alpha$  уменьшался до 10 раз. При кипении воды как смачивающей жидкости в тех же условиях слипание пузырей („пленочного“ кипения) не наблюдалось даже при  $65^\circ$  и значительно большем тепловом потоке.

Нарушая свойство смачиваемости поверхности (добавляя к воде углекислого натрия), авторы в этих опытах добивались обратного перехода „пленочного“ кипения в ядерное.

Таким образом, образование паровой фазы любых жидкостей как смачивающих так и несмачивающих вплоть до критического давления возможно только ядерное. В смачивающих жидкостях образовавшиеся пузыри пара эвакуируются через слой жидкости. При больших тепловых нагрузках, следовательно, и значениях  $\Delta t_s$  возрастает число центров парообразования и отдельные пузыри начинают слипаться у поверхности нагрева, изолируя слой жидкости от поверхности нагрева. При высоких давлениях (ввиду микроядерного кипения) слияние пузырьков пара на поверхности нагрева вследствие огромного количества центров парообразования наступает при невысоких  $\Delta t_s$  и тепловых потоках. При разрежении слияние пузырьков пара может произойти при незначительном числе центров паро-

образования вследствие большего отрывного диаметра пузырьков.

В несмачивающих жидкостях (или при кипении жидкости на несмачиваемой поверхности) пузырьки пара удаляются не через слой жидкости, а между жидкостью и поверхностью нагрева. Выход пузырьков пара к поверхности нагрева и слияние их на поверхности нагрева ведут к изоляции слоя жидкости от поверхности нагрева к ухудшению коэффициента теплоотдачи. Выражение „кипение несмачивающих жидкостей по всей поверхности“ противоречит природе фазового перехода и не должно употребляться в нашей учебной и научной литературе.

Во многих специальных работах рассматривается вопрос о теплопередаче при кипении и дается обобщение экспериментальных данных. Наиболее полное обобщение опытов с физическим обоснованием для смачивающих жидкостей в условиях кипения в большом объеме и естественной конвекции дает Кружилин [4]. Данные Кружилина вошли в учебник по теплопередаче М. А. Михеева [9].

Не вдаваясь во все детали критериальных зависимостей интенсивности теплообмена при кипении жидкости, рассмотрим только правильность исходной предпосылки—влияние механизма парообразования на теплоотдачу.

При математическом описании процесса теплоотдачи жидкости при кипении в объеме, помимо обычных дифференциальных уравнений, введены уравнения движения парового пузырька и увеличение объема пузырька вследствие испарения жидкости с его поверхности. Кроме того, учитывается взаимное влияние центров парообразования.

В результате обработки этих уравнений в критериальной форме и на основе анализа обобщения опытных данных Кружилин получил следующие уравнения:

Для коэффициента теплоотдачи

$$Nu = 0,075 Pr^{-0,5} \cdot K_q^{0,7} \cdot K_u^{1,3},$$

и для критической тепловой нагрузки

$$K_q = 99,5 \cdot Pr^{0,5} \cdot K_u^{-0,66} \cdot Ar^{1,4},$$

где

$$Nu = \frac{\alpha \delta}{\lambda} \text{ — критерий Нуссельта;}$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \text{ — критерий Прандтля;}$$

$$Ar = \frac{g \delta^3}{\nu^2} \frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma'} \text{ — критерий Архимеда;}$$

$$K_q = \frac{p' \delta^2}{\lambda \sigma} \frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma'} \text{ — критерий, определяющий число действующих центров парообразования;}$$

$$K_u = \frac{\gamma' \cdot c \cdot \sigma}{\gamma'' r \cdot p' \delta} \frac{\gamma'}{\gamma' - \gamma''} \text{ — критерий, определяющий частоту отрыва пузырьков;}$$

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи,

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности,

$\nu$  — коэффициент кинетической вязкости,

$a$  — коэффициент температуропроводности,  
 $g$  — ускорение силы тяжести,  
 $c$  — теплоемкость,  
 $q$  — тепловой поток.

Эти уравнения распространяются Кружилиным на кипение при любых давлениях, вплоть до критического. Здесь во всех зависимостях фигурирует величина „ $\delta$ “ — определяющий размер

$$\delta = \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma' - \gamma''}},$$

пропорциональный отрывному диаметру паровых пузырьков  $d_0$  ( $\delta$  отличается от отрывного диаметра  $d_0$  отсутствием множителя  $\Theta$ ). С  $d_0$  связана частота отрыва пузырьков

$$u = \frac{1}{d_0}$$

С  $u$  и  $z$  (центрами парообразования) связывается коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ . Чем выше частота отрыва пузырьков  $u$  и больше действующих центров парообразования  $z$ , тем интенсивнее теплоотдача. А так как значение  $u$  и  $z$  зависит для одной и той же жидкости при данном давлении только от  $\Delta t_{\sigma}$ , то и  $\alpha$  зависит от  $\Delta t_{\sigma}$  и  $q$  ( $\Delta t_{\sigma} = f(q)$  для данной поверхности).

Из этого уже видно значение отрывного диаметра пузырьков  $d_0$  при теплообмене кипящей жидкости.

Величина отрывного диаметра паровых пузырьков Кружилиным определяется по формуле Фритца [11], полученной на основании обработки экспериментальных данных кипения воды при атмосферных условиях, а именно:

$$d_0 = 20 \cdot \Theta \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma' - \gamma''}} \text{ мм}$$

или для воды с учетом  $\sigma = 0,00714 \left( \frac{\gamma' - \gamma''}{1000} \right)^4 \frac{\text{кг}}{\text{м}}$

$$d_0 = 2,67 \sqrt{\left( \frac{\gamma' - \gamma''}{1000} \right)^3} \text{ мм}, \quad (4)$$

где  $\Theta$  — краевой угол смачивания для воды принят постоянным, равным  $50^\circ$ .

Распространение формулы Фритца на давления, отличные от атмосферного, является ошибочным, так как она неправильно отражает механизм парообразования при других давлениях. По формуле (4)  $d_0$  для воды незначительно изменяется с давлением,  $d_0$  уменьшается с повышением внешнего давления. При разрежении  $d_0$  стремится к максимуму, равному 2,67 мм. Изменение  $d_0$  от  $p_s = 1 \text{ ата}$  до  $p_s = 0$  по формуле Фритца показано на рис. 8, кривая  $d_0$ .

На этом же рисунке показано изменение удельного объема пара от давления (кривая  $v''$ ). Из сопоставления этих двух величин усматривается непригодность формулы Фритца для других давлений.

Представим себе, что происходит процесс испарения воды при разном внешнем давлении  $p_1 = 1 \text{ ата}$  и  $p_2 = 0,025 \text{ ата}$ , таким образом, что в единицу времени с единицы поверхности испаряется 1 кг воды. В первом случае необходимо подвести тепла  $q_1 = r_1 = 539,4 \text{ ккал}$ . Во втором случае необ-

ходимо подвести  $q_2 = r_2 = 585,6$  ккал, при этом объем пара в первом случае равен  $v_1 = v_1'' = 1,72$  м<sup>3</sup>, во втором случае  $v_2 = v_2'' = 55,28$  м<sup>3</sup>.

$$\text{Отношение } \frac{q_2}{q_1} = \frac{r_2}{r_1} = 1,085,$$

$$\text{отношение } \frac{v_2}{v_1} = 32,1.$$

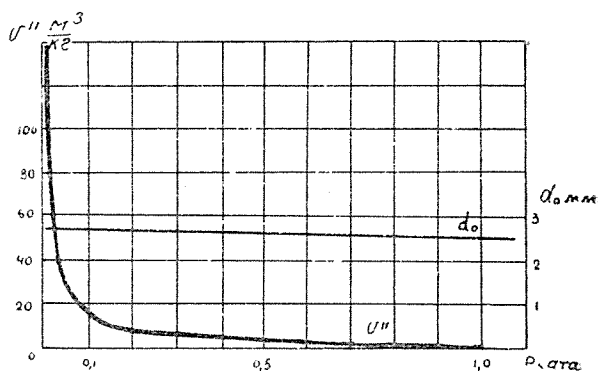


Рис. 8.

По формуле (4) отрывной диаметр пузыря увеличивается на 1,04, т.е.  $d_0$  при понижении давления в сторону вакуума остается практически неизменным

$$\frac{d_{02}}{d_{01}} = \frac{2,6}{2,5} = 1,04 \text{ раза.}$$

Частота образования пузырьков уменьшится на

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\frac{1}{d_{02}}}{\frac{1}{d_{01}}} = \frac{0,384}{0,4} = 0,96.$$

При этом по уравнению (1) с понижением давления резко падает  $p'$  и сильно возрастает минимальный радиус зародышевого тела, вследствие чего число действующих центров парообразования резко падает. Так, например, при  $\Delta t_{\sigma} = 10^{\circ}\text{C}$  понижение давлений с  $p_1 = 1$  атм до  $p_2 = 0,025$  атм

увеличивает радиус зародышевых тел в 75 раз  $\left( \frac{p_1'}{p_2'} = \frac{0,000278}{0,00000368} = 75 \right)$  и

вызывает соответствующее уменьшение центров парообразования. Исходя из такого определения эквивалентного отрывного диаметра пузырька, остается неясным, каким образом реализуется в процессе кипения при почти одном и том же диаметре пузырьков, уменьшенной частоте образования ( $u$ ) и значительном сокращении центров парообразования резко увеличенное объемное количество пара?

Вышеприведенное теоретическое несоответствие формулы (4) отрывного диаметра пузырька давлениям отличным от атмосферного подтверждается экспериментально, что было уже описано ранее. Отрывной диаметр пузырька в условиях наших экспериментов достигал величины в 5—6 раз больше, чем определяемый по формуле (4). Поэтому распространение

вышеприведенных критериальных уравнений при кипении смачивающих жидкостей в объеме на любые давления не может считаться достаточно строгим в той зависимости определяющего размера от физических свойств жидкости, которая описывается уравнением (4), принятым Кружилиным.

Ошибочность распространения формулы Фритца на избыточные давления также экспериментально доказана работами Зысиной [1], производившей изучение процесса образования и роста отдельного парового пузырька в интервале изменений давлений 1—5 кг/см<sup>2</sup>. На рис. 9 представлена за-

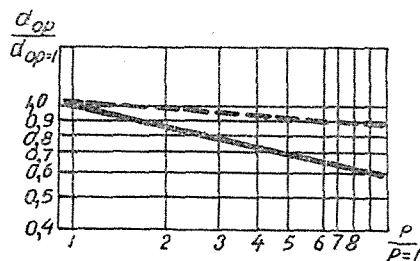


Рис. 9.

висимость относительного изменения отрывного диаметра паровых пузырей  $d_{op}$  для воды с изменением давления. Сплошной линией обозначены экспериментальные данные, пунктирной линией представлена та же зависимость, получаемая по формуле (4).

Влияние давления на изменение числа действующих центров парообразования по тем же экспериментам для воды показано на рис. 10.

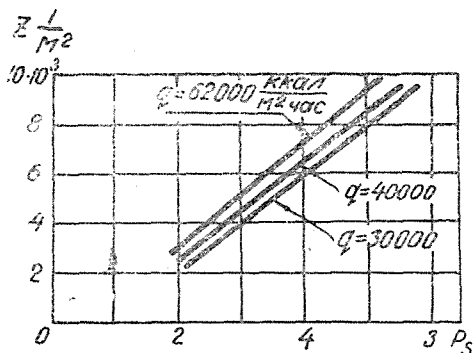


Рис. 10.

Как видно из рис. 10, скорость возрастания числа  $z$  больше скорости возрастания давления. С повышением тепловой нагрузки число центров парообразования также возрастает. Здесь мы имеем экспериментальное доказательство влияния давления и тепловой нагрузки на минимальный радиус зародышевых тел. Увеличение давления уменьшает  $\sigma$  и увеличивает

$p'$  и, следовательно, при одной и той же  $\Delta t_c$  уменьшает  $\rho$  ( $\rho = \frac{2\sigma}{\Delta t_c p' \gamma' - \gamma''}$ ).

Увеличение  $q$  при одном и том же внешнем давлении повышает  $\Delta t_c$  и уменьшает  $\rho$ , то есть интенсификация процесса парообразования идет главным образом за счет увеличения центров парообразования при неизменном внешнем давлении, то есть за счет повышения  $q$  и соответствующей

щей ей величины  $\Delta t_0$ . Соответственно с этим, чем выше  $z$ , тем интенсивнее теплоотдача, то есть тем выше коэффициент теплоотдачи.

При переменном внешнем давлении повышение давления при неизменном тепловом потоке вызывает рост центров парообразования и величины коэффициента теплоотдачи. Однако количество возникающих пузырьков пара ( $z$ ) полностью еще не определяет интенсивность теплоотдачи. Вторым фактором влияния механизма парообразования является частота отрыва пузырей ( $u$ ).

Чем выше частота отрыва пузырей, тем выше будет  $\alpha$ . Частота образования пузырей при неизменном внешнем давлении зависит от теплового напряжения поверхности нагрева. С увеличением  $q$  повышается температурный напор ( $\Delta t_0$ ), вследствие этого увеличивается скорость подготовки жидкостной фазы, повышение ее температуры, обусловленной минимальным радиусом зародышевого тела. Тем самым сокращается время для восстановления необходимого перегрева жидкости и увеличивается частота образования пузырей. Надо полагать, что происходит и некоторое сокращение времени роста возникшего пузыря вследствие изменения некоторых физических свойств с повышением температуры. Однако развитие паровой фазы происходит при невысокой разности между температурой жидкости и температурой насыщенного пара внутри пузыря, определяемой капиллярным давлением. Увеличение размеров пузыря ведет к снижению давления и температуры внутри пузыря и к развитию паровой фазы.

Увеличение частоты отрыва пузырей при росте тепловой напряженности поверхности нагрева идет значительно медленнее, чем возникновение новых центров парообразования. Доказательством этого является относительно быстрое достижение максимального теплового потока, при котором происходит такой массовый рост отдельных центров парообразования, который ведет к слиянию пузырей в паровой фазе—к „пленочному“ кипению.

Взаимодействие  $d_0$ ,  $u$  и  $z$  в зависимости от  $q$  и  $p$  в конечном счете определяет коэффициент теплоотдачи в части влияния механизма парообразования. Соотношением между  $d_0$ ,  $u$ ,  $z$ , как нам кажется, можно физически объяснить зависимость величины максимального теплового потока от давления как при кипении воды в большом объеме, так и при кипении воды в трубе (сплошная кривая) [2], рис. 11.

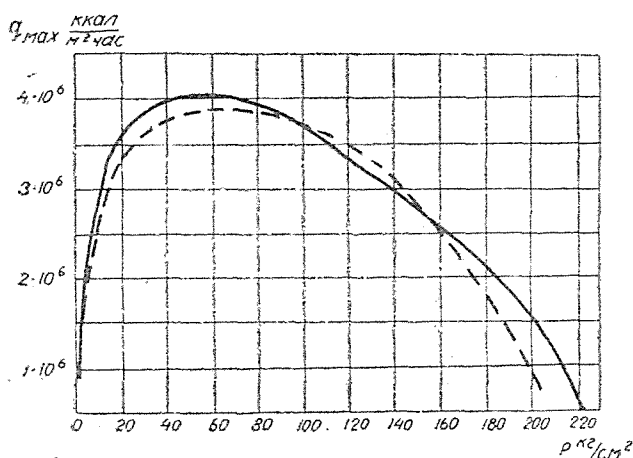


Рис. 11.

Начальное возрастание кривых с повышением давления характеризуется тем, что фактор увеличения центров парообразования оказывает более

благоприятное влияние на  $q$ , чем фактор частоты отрыва пузырей. При внешнем давлении от 10 до 70 *ата* при кипении в трубе и от 50 до 90 *ата* при кипении в объеме имеет место максимальное значение тепловой критической нагрузки—наиболее благоприятное соотношение фактора  $u$  и  $z$ . С дальнейшим повышением давления  $q_{кр}$  вновь падает и при давлении, близком к критическому  $q_{макс}$  в несколько раз меньше, чем при атмосферном давлении. Переход к „микро“-пузырчатому кипению (высокое значение  $z$ ) при сверхвысоких давлениях обуславливает повсеместное возникновение пузырьков—по всей поверхности с возможностью слияния их до отрыва от поверхности, несмотря на малый отрывной диаметр пузырей. Менее резкое возрастание частоты отрыва пузырей при сверхвысоких давлениях способствует этой возможности слияния паровых пузырей и, следовательно, к снижению тепловой критической нагрузки.

Высказанное положение о различном количественном влиянии повышения давления на  $u$  и  $z$  подтверждается опытом. Повышение давления более резко сказывается на росте числа центров парообразования, чем на изменении частоты отрыва пузырей. Так, например, используя экспериментальные данные Зысиной [1], можно установить, что изменение давления от 1 до 3 *кг/см<sup>2</sup>* увеличивает рост центров парообразования для воды в 5 раз, а частота отрыва в этом же интервале изменения давления возрастает только в 2 раза. Этим объясняется быстрый переход к „пленочному“ кипению при высоких и сверхвысоких давлениях даже при не высоких тепловых напряжениях поверхности нагрева.

Нам кажется, здесь обязательно необходима постановка экспериментов по определению зависимости  $u$  и  $z$  при сверхвысоких давлениях.

При кипении жидкости под вакуумом с увеличением разрежения будет происходить значительное увеличение отрывного диаметра ( $d_0$ ) и уменьшение частоты отрыва пузырей пара ( $u$ ) и числа действующих центров парообразования  $z$  (резко выраженное „макро“-пузырчатое кипение жидкости). Однако соотношение между фактором  $d_0$ ,  $u$  и  $z$  с увеличением вакуума может приводить к слиянию паровой фазы отделенных „редких“ пузырьков, к ухудшению турбулизации и снижению максимального потока. Соотношения между  $d_0$ ,  $u$  и  $z$  при кипении воды под вакуумом имеют такой характер, как показывают эксперименты [13], что критический температурный напор остается практически постоянным.

Основным противоречием процесса парообразования с подводом тепла через стенку является ограниченная возможность повышения интенсивности этого процесса. Увеличение тепловой нагрузки возможно до тех пор, пока имеет место чисто „ядерное“ кипение, то есть без слияния пузырьков пара у поверхности нагрева. Количественные изменения в этом процессе приводят к новому качественному состоянию—к слиянию пузырьков пара у поверхности нагрева—к „пленочному“ кипению, к изоляции паром слоя жидкости от поверхности нагрева, к резкому сокращению коэффициента теплоотдачи, к повышению температуры стенки и сокращению допустимого теплового потока. Современная тенденция перехода паросилового цикла на сверхвысокое давление может встретить на своем пути трудно преодолимое препятствие, связанное с невысокими допустимыми тепловыми напряжениями при сверхвысоких давлениях, обусловленными переходом к „пленочному“ кипению при малых температурных напорах.

Толстостенное оформление и применение специальных высоколегированных сталей при сверхвысоких давлениях будет требовать парогенераторов с высокими тепловыми напряжениями поверхностей нагрева. Однако физическая природа процесса парообразования с подводом тепла через стенку может стать существенным препятствием в решении этой проблемы. Применение адиабатического парообразования снимает эти трудности.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Зысина-Моложен Л. М., Кутателадзе С. С. К вопросу о влиянии давления на механизм парообразования в кипящей жидкости. ЖТФ, т. XX, в. 1, 1950.
2. Генерация пара сверхвысоких параметров. АН СССР, МВО, МЭИ, 1950.
3. Кичигин М. А. Теплоотдача при кипении. Сообщение Киевского политехн. ин-та, 1948.
4. Кружилли Г. Н. Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении жидкостей в условиях свободной конвекции. Изв. АН СССР, ОТН, № 5, 1949.
5. Кружилли Г. Н. Теплоотдача от поверхности нагрева к кипящей однокомпонентной жидкости при свободной конвекции. Изв. АН СССР, ОТН, № 7, 1948.
6. Кутателадзе С. С. Теплопередача при конденсации и кипении. Машгиз, 1949.
7. Кутателадзе С. С. Основы теории теплопередачи при изменении агрегатного состояния вещества. Машгиз, 1939.
8. Лукомский С. М. Теплоотдача при кипении. Сообщение Киевского политехн. ин-та, 1948.
9. Михеев М. А. Основы теплопередачи. ГЭИ, 1949.
10. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.-Л., АН СССР, 1945.
11. Fritz W. Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen. Phys. Zeitschr., № 11, 1935.
12. Fritz W., Enge W. Über den Verdampfungsvorgang nach Kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen. Phys. Zeitschr., № 11, 1936.
13. M. Adams. Heat Transmission. 1942.
14. Jakob M., Linke W. Der Wärmevergung beim Verdampfen von Flüssigkeiten an Senkrechten und Wagerechten Flächen. Phys. Zeitschr., № 8, 1935.
15. Родес, Бриджес. Метастабильное состояние жидкости. Перевод, ЦКТИ, 1952.
16. Ложкин А. Н., Канаев А. А. Бинарные установки, Машгиз, 1946.