

ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРОЦЕССЕ КИПЕНИЯ

Кипением называют процесс образования пара внутри объема жидкости.

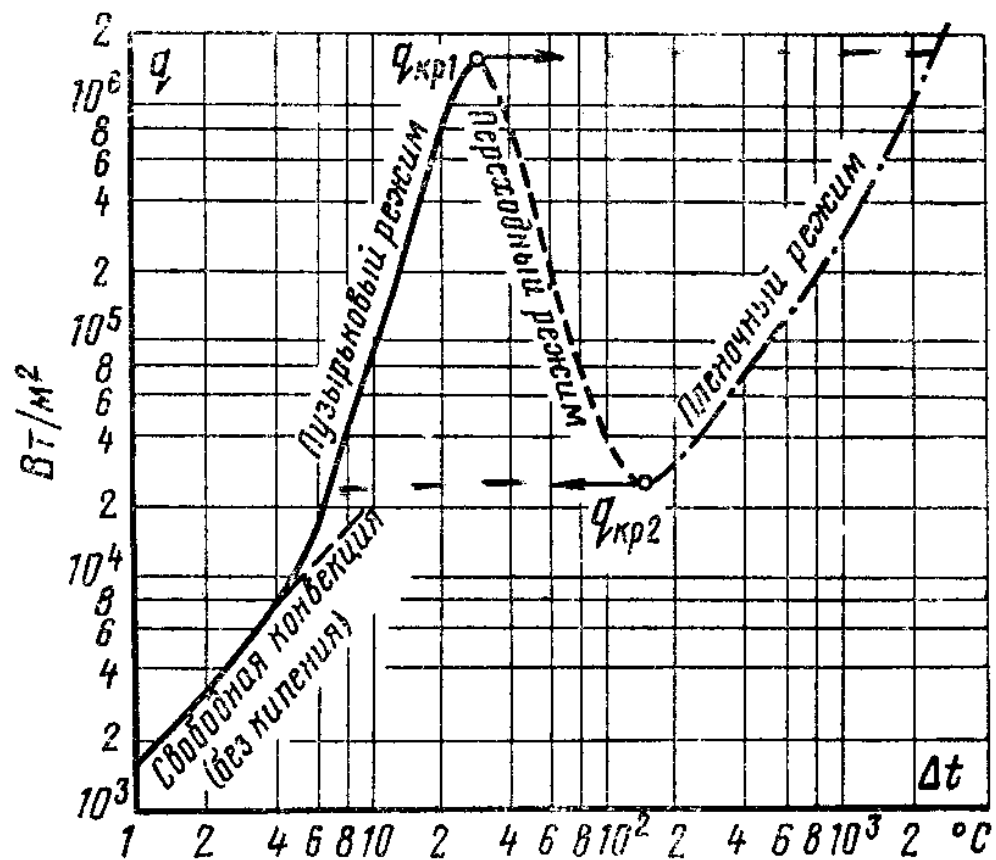
Для возникновения кипения всегда необходим некоторый перегрев жидкости, т. е. превышение температуры жидкости $t_{\text{ж}}$ относительно температуры насыщения t_c при заданном давлении p и *центров парообразования*.

Чем чище жидкость, тем более высоким оказывается начальный перегрев, необходимый для возникновения кипения.

Высокий начальный перегрев, необходимый для вскипания чистой жидкости, объясняется затрудненностью самопроизвольного образования внутри жидкости начальных маленьких пузырьков пара (зародышей) из-за значительной энергии взаимного притяжения молекул в жидкости.

Начальный перегрев снижается в том случае, когда стенки сосуда, в котором происходит нагревание жидкости, имеют адсорбированный на поверхности газ, микрошероховатость, а также различные неоднородности и включения, понижающие молекулярное сцепление жидкости с поверхностью.

При подводе теплоты через такую поверхность образование пузырьков наблюдается в отдельных точках поверхности, так называемых *центрах парообразования (неровностях стенки, пузырьках воздуха, пылинках)*.



На рисунке показана картина пузырькового режима кипения жидкости.

При повышении температурного напора Δt значительно возрастает поток теплоты, который отводится от поверхности нагрева к кипящей жидкости.

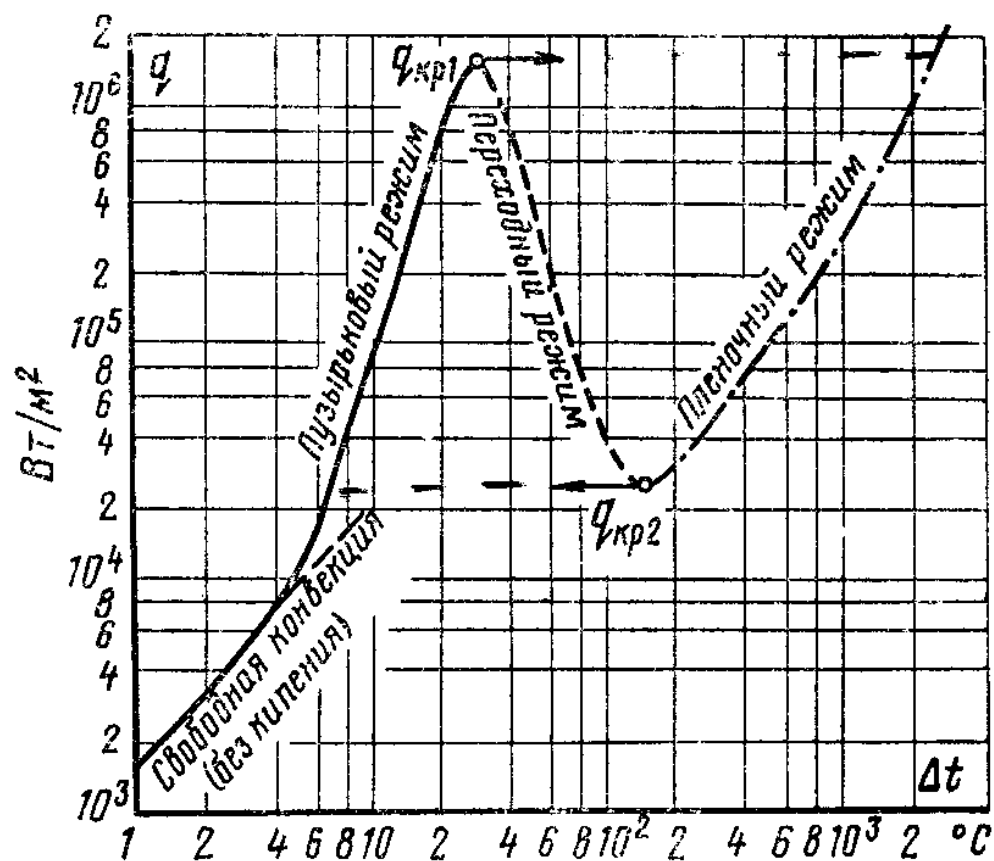
Вся эта теплота в конечном счете расходуется на образование пара. Поэтому уравнение теплового баланса при кипении имеет вид

$$Q = rG'' = r r'' L = r r'' w_* F$$

где Q – тепловой поток, Вт;

r – теплота фазового перехода жидкости, Дж/кг;

G'' – количество пара, образующегося в единицу времени в результате кипения жидкости и отводимого от ее свободной поверхности, кг/с.



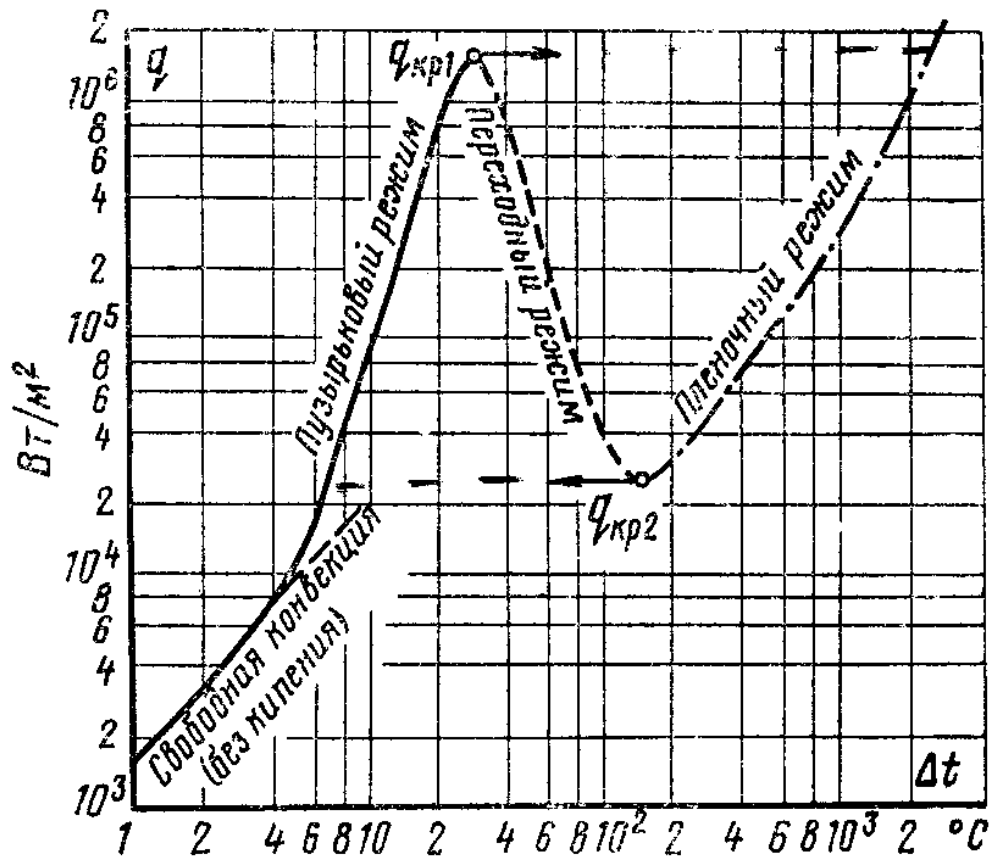
Тепловой поток Q при увеличении температурного напора Δt растет не беспредельно. При некотором значении Δt он достигает максимального значения, а при дальнейшем повышении Δt начинает уменьшаться.

До момента достижения максимального теплового потока режим кипения называют **пузырьковым**.

Максимальную тепловую нагрузку при пузырьковом кипении называют *первой критической плотностью теплового потока* и обозначают $q_{кр1}$.

Для воды при атмосферном давлении первая критическая плотность теплового потока составляет $q_{кр1} \approx 1,2 \cdot 10^6$ Вт/м²;

соответствующее критическое значение температурного напора $\Delta t_{кр1} = 25 - 35^\circ\text{C}$.



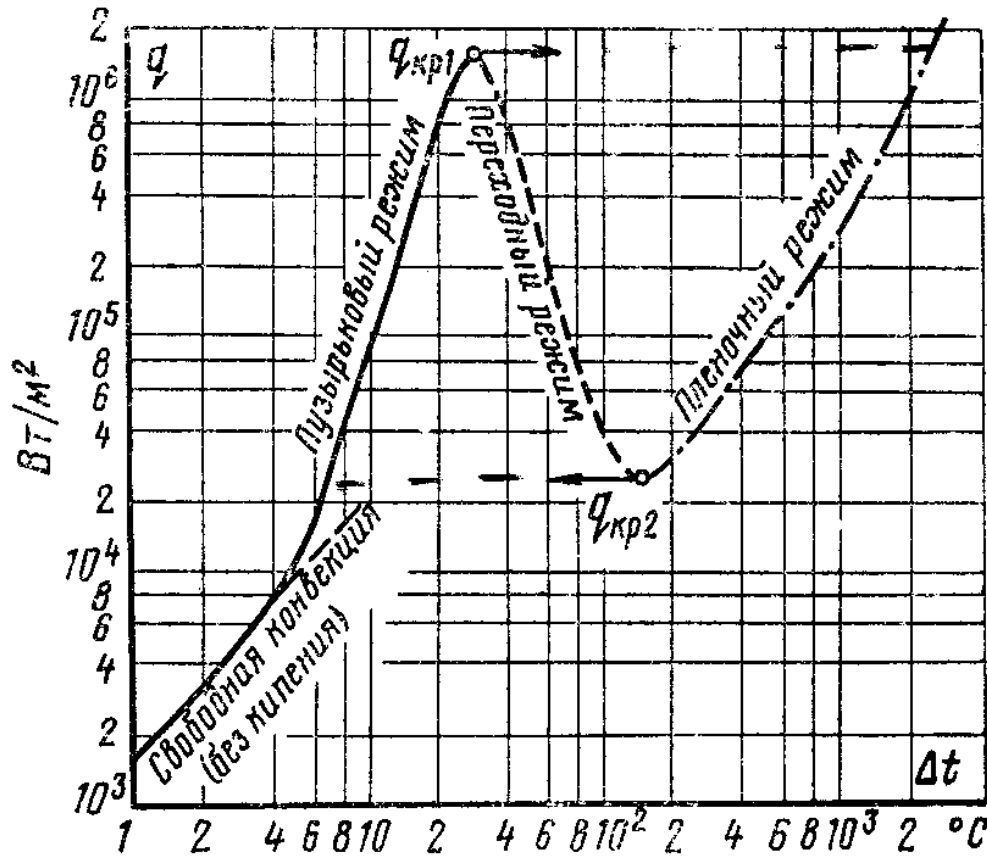
При бóльших значениях Δt наступает второй, *переходный* режим кипения.

Он характеризуется тем, что как и на самой поверхности нагрева, так и вблизи нее пузырьки непрерывно сливаются между собой, образуются большие паровые полости.

Доступ жидкости к поверхности теплообмена постепенно затрудняется. В отдельных местах поверхности возникают «сухие» пятна. Такие участки как бы «выключаются» из теплообмена, т.к. отвод теплоты непосредственно к пару происходит существенно менее интенсивно.

Это и определяет резкое снижение теплового потока и коэффициента теплоотдачи в области переходного режима кипения.

Наконец, при некотором температурном напоре вся поверхность



нагрева обволакивается сплошной пленкой пара, оттесняющей жидкость от поверхности. Наступает третий, **пленочный** режим кипения.

Перенос теплоты в режиме пленочного кипения от поверхности нагрева осуществляется путем конвективного теплообмена и излучения через паровую пленку.

По мере увеличения температурного напора всё бóльшая часть теплоты передается за счет излучения.

В момент наступления пленочного кипения тепловая нагрузка, отводимая от поверхности, и соответственно количество образующегося пара имеют минимальные значения.

Минимальное значение тепловой нагрузки при пленочном кипении называется *второй критической плотностью теплового потока* $q_{кр2}$.

При атмосферном давлении для воды, кипящей на технических металлических поверхностях, момент начала пленочного кипения характеризуется температурным напором $\Delta t = t_c - t_s \approx 150^\circ\text{C}$, т.е. температура поверхности t_c составляет примерно 250°C .

Стационарное кипение в переходном режиме на практике может наблюдаться в том случае, когда температура поверхности нагрева поддерживается неизменной.

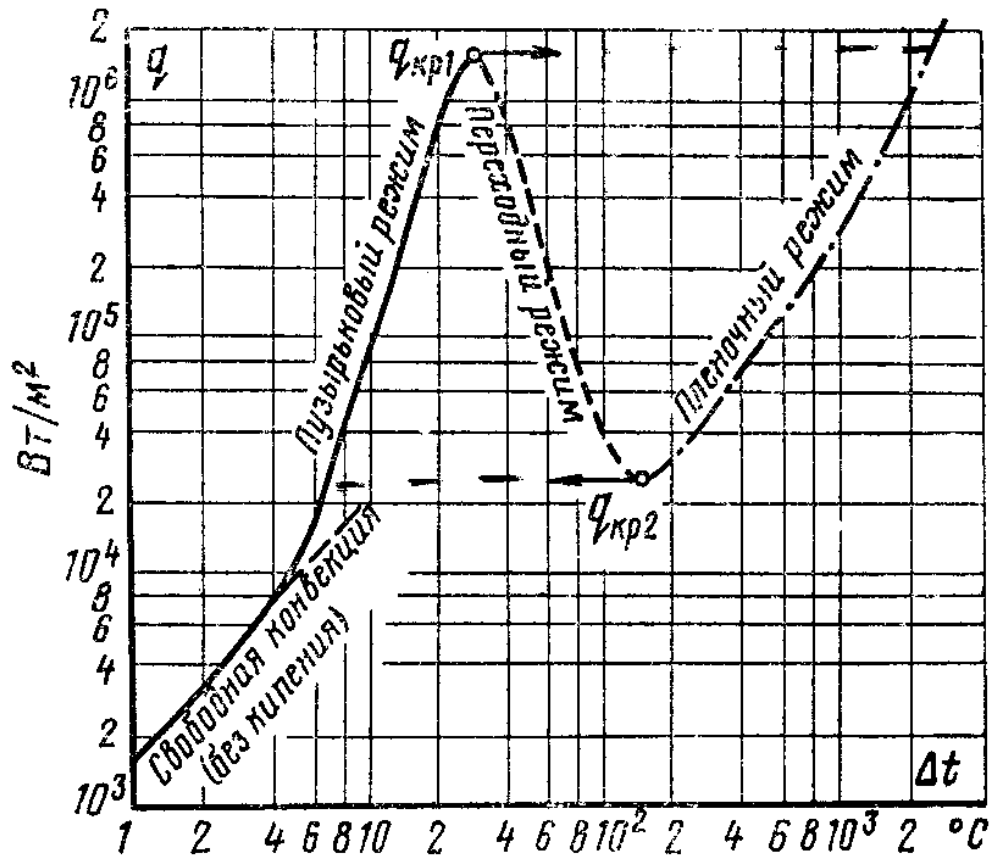
На практике встречаются условия, когда к поверхности подводится фиксированный тепловой поток $q = \text{const}$. В условиях $q = \text{const}$ температура поверхности t_c и соответственно температурный напор Δt зависят от режима кипения жидкости. Оказывается, что при таких условиях подвода теплоты переходный режим стационарно существовать не может.

Вследствие этого процесс кипения приобретает новые специфические черты.

При постепенном повышении тепловой нагрузки q температурный напор Δt возрастает в соответствии с линией пузырькового режима кипения.

Новые условия возникают тогда, когда подводимая плотность теплового потока достигает значения, которое соответствует первой критической плотности теплового потока $q_{кр1}$.

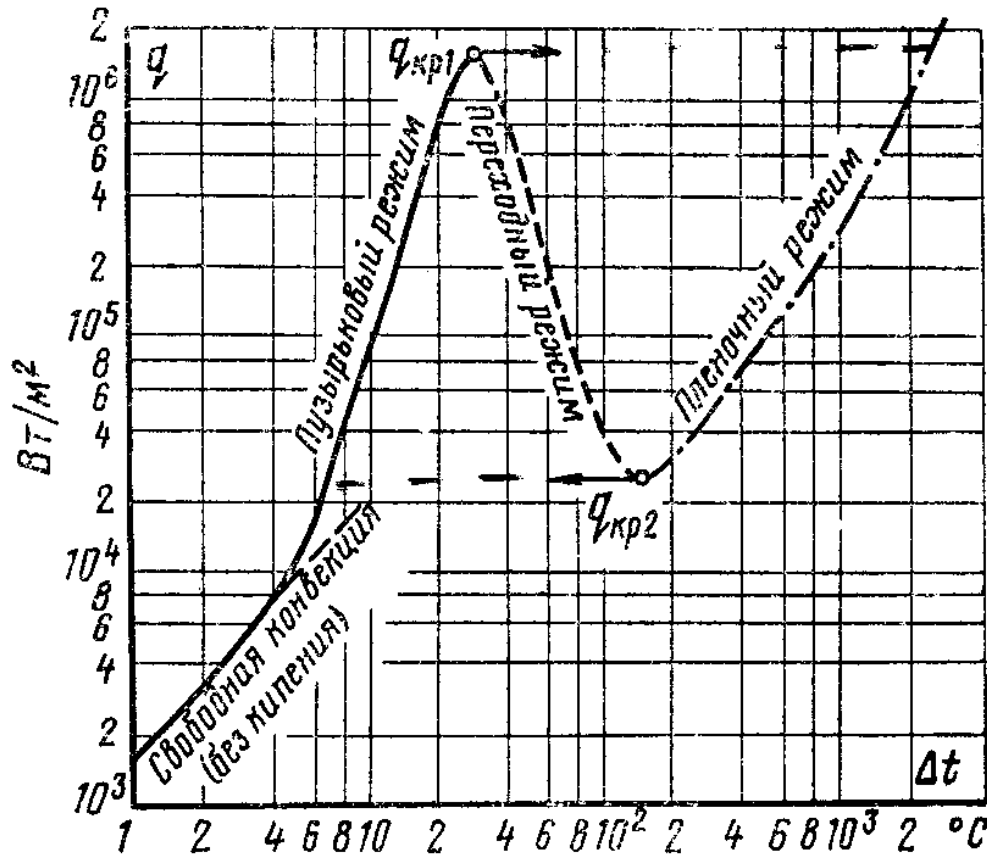
Теперь при любом незначительном (даже случайном) повышении величины q возникает избыток между количеством подводимой к поверхности теплоты и той максимальной тепловой нагрузкой $q_{кр1}$, которая может быть отведена в кипящую жидкость. Этот избыток $(q - q_{кр1})$ вызывает увеличение температуры поверхности, т.е. начинается нестационарный разогрев материала стенки.



В итоге разность между подводимым и отводимым количеством теплоты быстро нарастает во времени. За доли секунды температура материала поверхности нагрева возрастает на сотни градусов, и лишь при условии, что стенка достаточно тугоплавкая, кризис заканчивается благополучно новым стационарным состоянием, отвечающим области пленочного кипения при весьма высокой температуре поверхности.

На рисунке этот кризисный переход от пузырькового режима кипения к пленочному условно показан стрелкой как «перескок» с кривой пузырькового кипения на линию пленочного кипения при той же тепловой нагрузке $q_{кр1}$. Однако обычно кризис сопровождается расплавлением и разрушением поверхности нагрева (ее пережогом).

Вторая особенность состоит в том, что если произошел кризис и



установился пленочный режим кипения (поверхность не разрушилась), то при снижении тепловой нагрузки пленочное кипение будет сохраняться, т.е. обратный процесс теперь будет происходить по линии пленочного кипения.

Лишь при достижении $q_{кр2}$ жидкость начинает вновь в отдельных точках периодически достигать (смачивать) поверхность нагрева. Отвод теплоты растет и превышает подвод теплоты, вследствие чего *возникает быстрое охлаждение поверхности*. Происходит быстрая смена режимов, и устанавливается стационарное пузырьковое кипение. Этот обратный переход (второй кризис) также условно показан стрелкой как «перескок» с кривой пленочного кипения на линию пузырькового кипения при $q = q_{кр2}$.

Итак, в условиях фиксированного значения плотности теплового потока q переходный режим кипения стационарно существовать не может, он является неустойчивым.

На интенсивность теплообмена при кипении оказывает влияние целый ряд факторов, не поддающихся строгому теоретическому анализу. Поэтому закономерности теплоотдачи при кипении в основном получают опытным путём.

Чтобы распространить результаты экспериментов на возможно большее число процессов кипения, при получении обобщающих формул часто используются различные гипотезы, основанные на физических представлениях о кипении.

Из курса термодинамики известно, что если имеются две фазы какого-либо вещества и они вступают в контакт друг с другом, то вещество будет переходить в ту фазу, химический потенциал которой меньше. У перегретой жидкости, находящейся в метастабильном состоянии, химический потенциал больше, чем у пара. Поэтому перегретая жидкость стремится превратиться в пар.

Важно отметить, что это превращение возможно только тогда, когда жидкость соприкасается с паровой фазой. Другими словами, чтобы перегретая жидкость закипела, в ней должны быть зародыши паровой фазы (центры парообразования).

Теплообмен при пузырьковом кипении

Наблюдения показывают, что при увеличении температурного напора $\Delta t = t_c - t_s$, а также давления p на поверхности нагрева увеличивается число активных центров парообразования z . В итоге все большее количество пузырьков непрерывно возникает, растет и отрывается от поверхности нагрева. Вследствие этого увеличиваются турбулизация и перемешивание пристенного пограничного слоя жидкости. Все это способствует улучшению теплоотдачи.

Исследования показывают, что на технических поверхностях нагрева на число центров парообразования z оказывают влияние налеты, окисные пленки, а также любые другие включения, приводящие к понижению работы адгезии.

Под работой адгезии понимают работу, которую необходимо затратить для отрыва жидкости от твердой поверхности на единице площади. Эта величина характеризует меру молекулярного сцепления жидкости с поверхностью и связана с явлением смачивания. Чем лучше жидкость смачивает данный участок поверхности, тем выше работа адгезии.

На условия образования паровых пузырьков большое влияние оказывает поверхностное натяжение на границе раздела жидкости и пара.

Поверхностным натяжением называется сила, под действием которой свободная поверхность жидкости стремится сократиться; эта сила действует по касательной к поверхности. За единицу поверхностного натяжения принимают силу, приходящуюся на единицу длины произвольной линии на поверхности жидкости. Эта величина обозначается σ , Н/м, и является физической характеристикой данного вещества. С увеличением температуры величина σ убывает и при критической температуре становится равной нулю.

Изменение поверхностного натяжения с температурой может быть определено по формуле Бачинского

$$s = c(r' - r'')^4$$

где r' – плотность жидкости; r'' – плотность пара при температуре насыщения; c – коэффициент пропорциональности.

Вследствие поверхностного натяжения давление пара внутри пузырька p_n выше давления окружающей его жидкости $p_{ж}$. Их разность определяется уравнением Лапласа

$$\Delta p = p_n - p_{ж} = \frac{2\sigma}{R}$$

где σ – поверхностное натяжение; R – радиус пузырька (в общем случае – средний радиус кривизны поверхности раздела жидкости и пара).

Зависимость давления пара в пузырьке от его размера накладывает особенности на условие теплового или термодинамического равновесия малых пузырьков. Пар в пузырьке и жидкость на его поверхности находятся в равновесии, если поверхность жидкости имеет температуру, равную температуре насыщения при давлении пара в пузырьке, $t_s(p_{\text{п}})$. Эта температура выше, чем температура насыщения при внешнем давлении в жидкости $t_s(p_{\text{ж}})$. Следовательно, для осуществления теплового равновесия жидкость вокруг пузырька должна быть перегрета на величину $t_s(p_{\text{п}}) - t_s(p_{\text{ж}})$, $p_{\text{п}} - p_{\text{ж}} > 0$.

Если температура жидкости несколько превысит равновесное значение, то произойдет испарение части жидкости внутрь пузырьков и его радиус увеличится. При этом давление пара в пузырьке понизится. Пузырек начнет неограниченно расти.

При незначительном понижении температуры жидкости часть пара сконденсируется, размер пузырька уменьшится, давление пара в нем повысится. В итоге пузырек полностью сконденсируется и исчезнет.

Следовательно, в перегретой жидкости не любые случайно возникшие маленькие пузырьки обладают способностью к дальнейшему росту, а только те, радиус которых превышает значение, отвечающее рассмотренным выше условиям равновесия. Это *минимальное значение* радиуса пузырька $R_{мин}$ называют *критическим радиусом* парового зародыша.

Величина $R_{мин}$ соответствует размерам центров парообразования и зависит от степени перегрева жидкости $\Delta t = t_{жс} - t_s$. В момент образования пузырька на него действует сила давления p окружающей жидкости и сила поверхностного натяжения на поверхности пузырька.

Выражение для минимального радиуса парового пузырька можно получить из уравнения Лапласа, определяющего условие механического равновесия сил для существования парового пузырька (сила давления пара внутри пузырька $p_п$ должна быть не меньше суммы всех внешних сил, действующих на паровой пузырёк).

$$\Delta p = p_1 - p = \frac{2s}{R_{мин}}, \quad R_{мин} = \frac{2s}{\Delta p},$$

если учесть при этом, что разность давлений между паром и жидкостью для такого пузырька согласно условию теплового равновесия составляет с учетом зависимости давления насыщенного пара от кривизны поверхности раздела

$$\Delta p \approx p'_s \Delta t \frac{r' - r''}{r'},$$

где $p'_s = \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_s = \frac{r r' r''}{T_s (r' - r'')}$ – производная давления по температуре на линии насыщения.

Таким образом, имеем $\Delta p = \Delta t \frac{r r''}{T_s}$

$$R_{мин} = \frac{2s}{p_s' \Delta t} \frac{r'}{r' - r''} = \frac{2s T_s}{r r'' (t_c - t_s)}$$

В такой форме записи величина $R_{мин}$ характеризует радиус пузырьков, зарождающихся на поверхности теплообмена, где $t_{жс} = t_c$.

С возрастанием размера пузырька увеличивается подъёмная сила, стремящаяся оторвать пузырёк от центра.

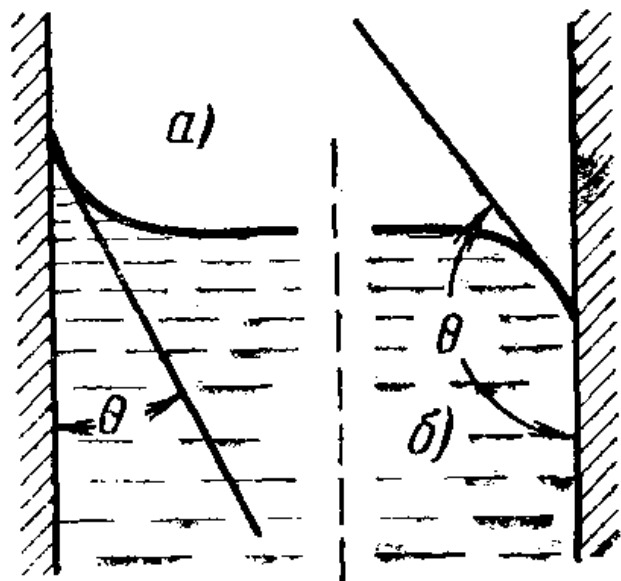
В статических условиях отрывной диаметр парового пузыря определяется из условия механического равновесия между подъёмной силой, стремящейся оторвать пузырёк от поверхности, и силой поверхностного натяжения, удерживающей его на твёрдой поверхности.

По мере увеличения диаметра пузырька, он всё более деформируется под действием сил поля тяжести, стремящихся как бы вытянуть пузырёк в направлении от поверхности нагрева. Отрывной диаметр d_0 зависит от краевого угла смачивания θ , °.

$$d_0 = 0,0208 \cdot q \sqrt{s / g (r' - r'')}, \text{ м}$$

С увеличением θ смачиваемость поверхности жидкости ухудшается. Жидкость как бы оттесняется от поверхности, и интенсивность теплоотдачи уменьшается.

После отрыва паровой пузырьёк движется через слой между поверхностью теплообмена и жидкостью, который начинает турбулизироваться. Теплоотдача между перегретой жидкостью и поверхностью пузырька отличается большой интенсивностью (коэф. теплоотдачи от воды к пару могут достигать значений $200\,000\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$), за счёт этого при всплывании пузырьёк значительно увеличивается в размерах.



Чем больше θ , тем хуже смачивающая способность жидкости. Принято считать, что при $\theta < 90^\circ$ жидкость смачивает поверхность, а при $\theta > 90^\circ$ – не смачивает. Значение краевого угла зависит от природы жидкости, материала, состояния и чистоты поверхности.

Обычные жидкости: вода, спирты, бензол, ацетон и др. – смачивают чистые металлические поверхности нагрева. Смачивающая способность воды значительно снижается, если металлическая поверхность покрыта жирной пленкой.

Пример несмачивающей жидкости – ртуть ($\theta \approx 140^\circ$).

При увеличении температурного напора (или теплового потока) постепенно начинает развиваться процесс слияния отдельных пузырьков с образованием больших вторичных пузырей и целых паровых «столбов». Около поверхности среднее объемное содержание пара возрастает до 60 – 80%.

Однако, как показывают исследования, *в очень тонком поверхностном слое у самой стенки по-прежнему преобладает жидкая фаза.* Термическое сопротивление этого слоя и определяет интенсивность теплоотдачи при развитии пузырьковой кипении. Эффективная толщина слоя по мере увеличения тепловой нагрузки снижается, что приводит к увеличению интенсивности теплоотдачи.

Коэффициент теплоотдачи α при кипении принято относить к температурному напору $\Delta t = t_c - t_s$

$$a = \frac{q}{t_c - t_s}$$

Экспериментальные данные показывают, что интенсивность теплоотдачи растет при увеличении плотности теплового потока и давления. Эта закономерность характерна для любых жидкостей, смачивающих поверхность нагрева.

При развитии кипения связь между α и q обычно может быть представлена в виде степенной зависимости с показателем степени около $2/3$

$$a = cq^{2/3}$$

где c – коэффициент пропорциональности, значение которого зависит от рода жидкости давления, а также в некоторой степени от

поверхностных условий. Так, для воды $c = \frac{3,4 p_s^{0,18}}{1 - 0,0045 p_s}$.

Значения $q_{кр1}$ при кипении жидкости на горизонтальных трубах и плитах в условиях свободного движения при прекращении пузырькового режима кипения рассчитывают из соображений:

$$\left\{ \begin{array}{l} w'' = \frac{q}{r r''}, \text{ — скорость парообразования, } m^3 \text{ } ^\circ C / (m^2 \text{ сек}) \\ r'' w''^2, \text{ — динамический напор, } kg \text{ } ^\circ C / (m^2 \text{ сек}) \\ g(r' - r'') l_{сл}, \text{ — сила тяжести} \\ \frac{s}{l_{сл}}, \text{ — поверхностное натяжение, } H / m^2 \\ l_{сл} = \sqrt{\frac{s}{g(r' - r'')}}, \text{ — длина слоя теплообмена} \end{array} \right. \quad 1 \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{(r'' w''^2)_{кр1}}{g(r' - r'') l} = \frac{s}{g(r' - r'') l^2} \\ w_{кр} = \frac{q_{кр1}}{r r''} \end{array} \right.$$

$$2 \Rightarrow q_{кр1} = 0,14 r \sqrt{r''} \cdot \sqrt[4]{s g (r' - r'')}$$

Теплообмен при пленочном кипении

При пленочном режиме кипящая жидкость отделена от поверхности нагрева паровой пленкой, причем температура поверхности t_c значительно превышает температуру насыщения t_s . Поэтому наряду с конвективным теплообменом между поверхностью и паровой пленкой при высоких температурах заметная часть в переносе теплоты принадлежит тепловому излучению.

Интенсивность конвективного теплообмена при пленочном кипении определяется термическим сопротивлением паровой пленки. Характер движения пара в плёнке и её толщина зависят от размеров и формы поверхности нагрева и её расположения в поле тяжести, а также от условий движения жидкости.

Так, при пленочном кипении на поверхности *горизонтальных труб* в условиях свободного движения (в большом объеме) пар движется вдоль периметра трубы к верхней образующей и по мере накопления периодически удаляется в форме отрывающихся пузырей. Паровая пленка имеет толщину, измеряемую долями миллиметра, а движение пара в ней носит ламинарный характер. Средние коэффициенты теплоотдачи составляют примерно $100\text{--}300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$.

Расчет теплоотдачи при пленочном кипении на *горизонтальных трубах* в большом объеме следует проводить по формуле

$$\bar{a} = 0,72 \cdot \sqrt[4]{\frac{l''^3 (r' - r'') gr_*}{n'' D (t_c - t_{жс})}}$$

где $r_* = r + 0,5c_p''(t_c - t_s)$ – эффективная теплота фазового перехода, учитывающая перегрев пара в пленке; D – диаметр трубы.

Физические свойства в этой формуле (за исключением плотности жидкости ρ') относятся к паровой фазе. Их следует выбирать по средней температуре пара $t_{cp} = 0,5(t_c - t_s)$.

При пленочном кипении на поверхности *вертикальных труб* и пластин течение пара в пленке обычно имеет турбулентный (вихревой) характер. Опыты показывают, что теплоотдача практически не зависит от высоты поверхности нагрева, а следовательно, и от расхода пара в пленке.

В целом процесс оказывается во многом аналогичным свободной конвекции однофазной жидкости около вертикальных поверхностей.

$$\overline{Nu} = 0,25 (Ar'' \cdot Pr'')_{гран}^{1/3}, \quad \bar{a} = 0,25 \cdot \sqrt[3]{\frac{l''^2 c_p'' g (r' - r'')}{n''}}$$

Физические свойства пара в этой формуле следует выбирать по средней температуре пара.

Пленочное кипение прекращается, когда температурный напор $\Delta t_{кр2} = t_c - t_s$ оказывается равным или обычно несколько меньшим, чем температурный напор, соответствующий предельному перегреву $\Delta t_n = t_n - t_s$.

Таким образом, $\Delta t_{кр2} = c \Delta t_n$
где коэффициент c обычно лежит в пределах 0,8 – 1,0.

При более высоких температурах поверхности ($t_c > t_n$) жидкость не может соприкоснуться с поверхностью нагрева, т.к. при приближении к поверхности происходит самопроизвольное ее распадение и испарение. Критическая плотность теплового потока при прекращении пленочного режима кипения $q_{кр2}$ может быть найдена из соотношения

$$q_{кр2} = \alpha \Delta t_{кр2} = \alpha c (t_{неп} - t_s) = r r'' \sqrt[4]{\frac{sg(r' - r'')}{r'^2}}$$

где α – коэффициент теплоотдачи в режиме пленочного кипения.