

# **ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРОЦЕССЕ КИПЕНИЯ**

Кипением называют процесс образования пара внутри объема перегретой относительно температуры насыщения жидкости.

Этот начальный перегрев, т. е. превышение температуры жидкости  $t_{\text{ж}}$  относительно температуры насыщения  $t_{\text{с}}$  при заданном давлении  $p$  составляет  $\sim 0,4$  °С.

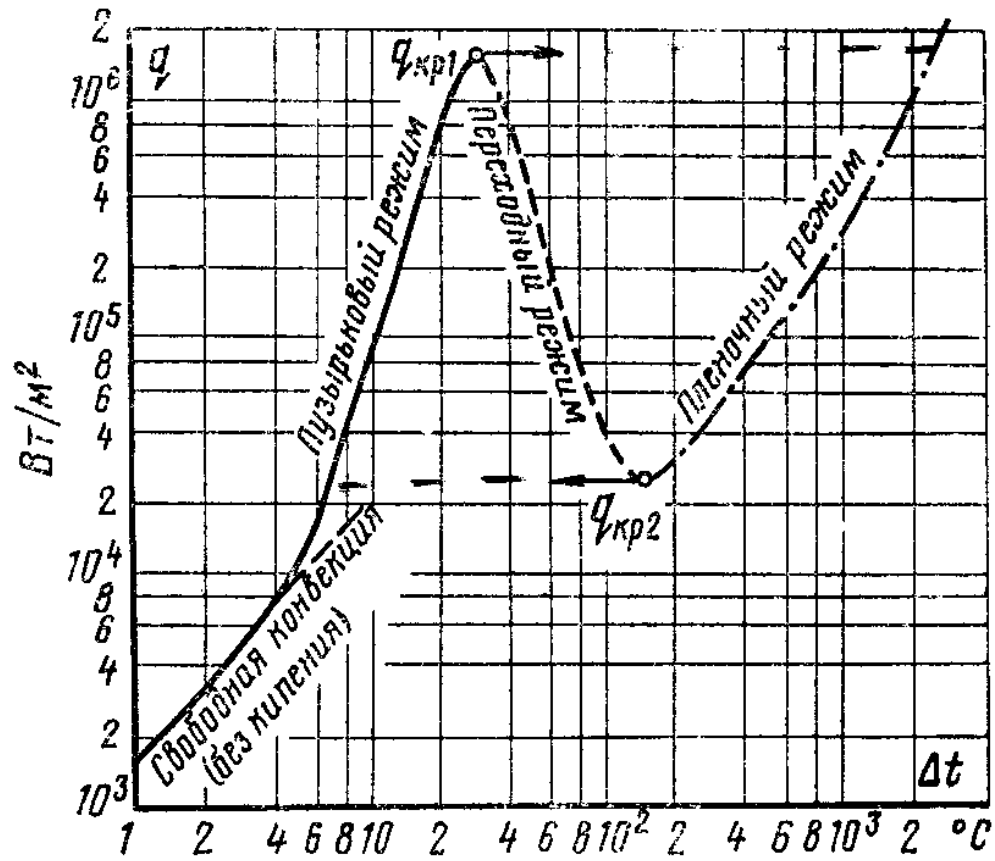
Механизм теплообмена при кипении отличается от конвективного теплообмена однофазной жидкости наличием тепломассопереноса паровыми пузырями из пограничного слоя в объём жидкости.

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 показано изменение теплового потока, отводимого в жидкость, при её кипении.

При повышении температурного напора  $\Delta t$  (стенка снаружи обогревается некой средой, температуру которой постепенно увеличивают) значительно возрастает поток теплоты, который отводится от поверхности нагрева к кипящей жидкости.

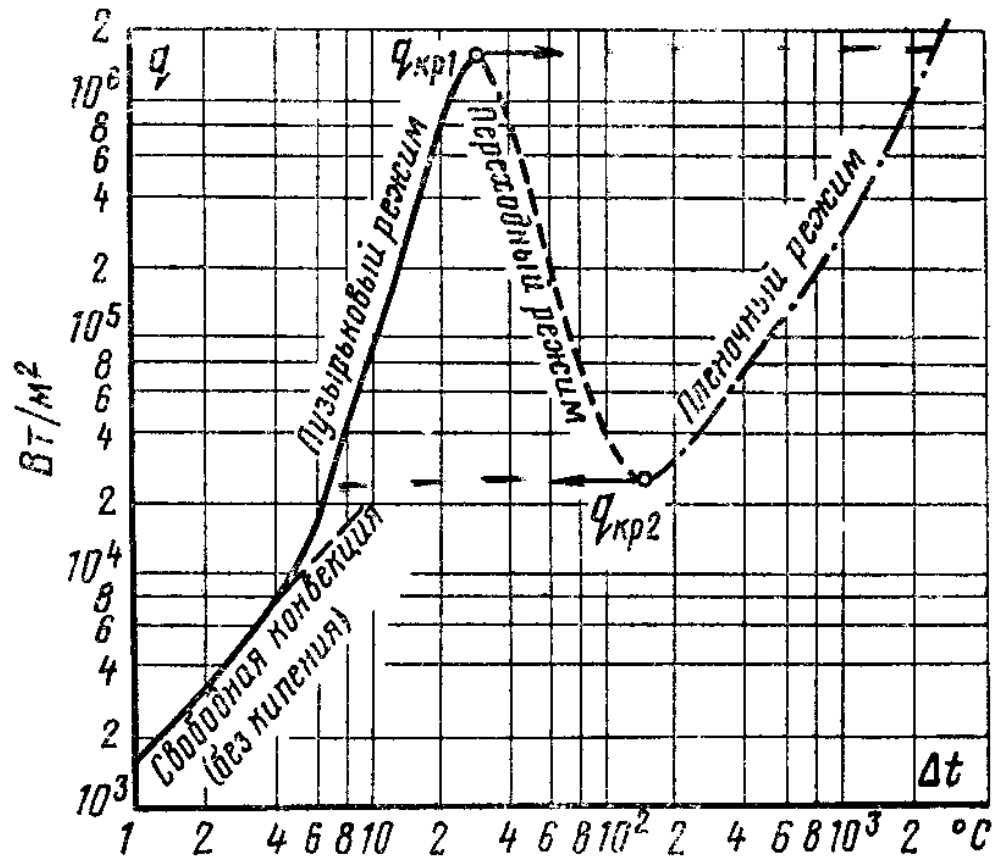
Вся эта теплота в конечном счете расходуется на образование пара. Поэтому уравнение теплового баланса при кипении имеет вид

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

где  $r$  – 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;

$w_*$  – скорость парообразования на единицу поверхности теплообмена  $F$  в единицу времени,  $\text{м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{сек})$



Тепловой поток  $Q$  при увеличении температурного напора  $\Delta t$  растет не беспредельно. При некотором значении  $\Delta t$  он достигает максимального значения, а при дальнейшем повышении  $\Delta t$  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/м<sup>2</sup>;

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



Значения  $q_{кр1}$  при кипении жидкости на горизонтальных трубах и плитах в условиях свободного движения рассчитывают из соображений (методом анализа размерностей):

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

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

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.

При увеличении температурного напора (или теплового потока) отдельные пузырьки сливаются друг с другом с образованием целых паровых «столбов».

Однако в *тонком поверхностном слое у самой стенки по-прежнему преобладает жидкая фаза*. Термическое сопротивление этого слоя и определяет интенсивность теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении.

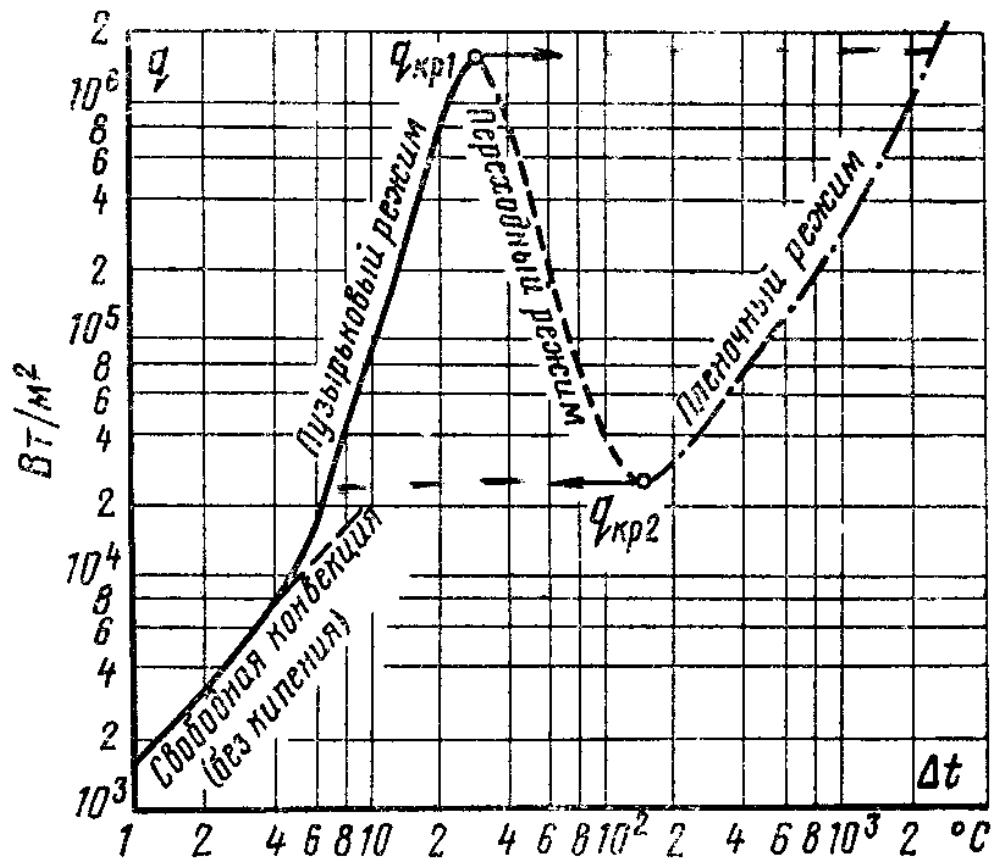
Толщина слоя по мере **увеличения тепловой нагрузки** снижается, что **приводит к увеличению интенсивности теплоотдачи**.

Коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении можно определить по формуле Лабунцова (как сказано выше, в модели учитывается существование тонкой жидкостной плёнки на поверхности теплообмена):

$$a = 0,075 \left( 1 + 10 \left\{ \frac{r''}{r' - r''} \right\}^{2/3} \right) \left( \frac{l'^2}{n'sT_s} \right)^{1/3} q^{2/3}$$

Для удобства расчёта  $\alpha$  кипящей воды в пузырьковом режиме:

$$a = \frac{3,4 p_s^{0,18}}{1 - 0,0045 p_s} q^{2/3}$$



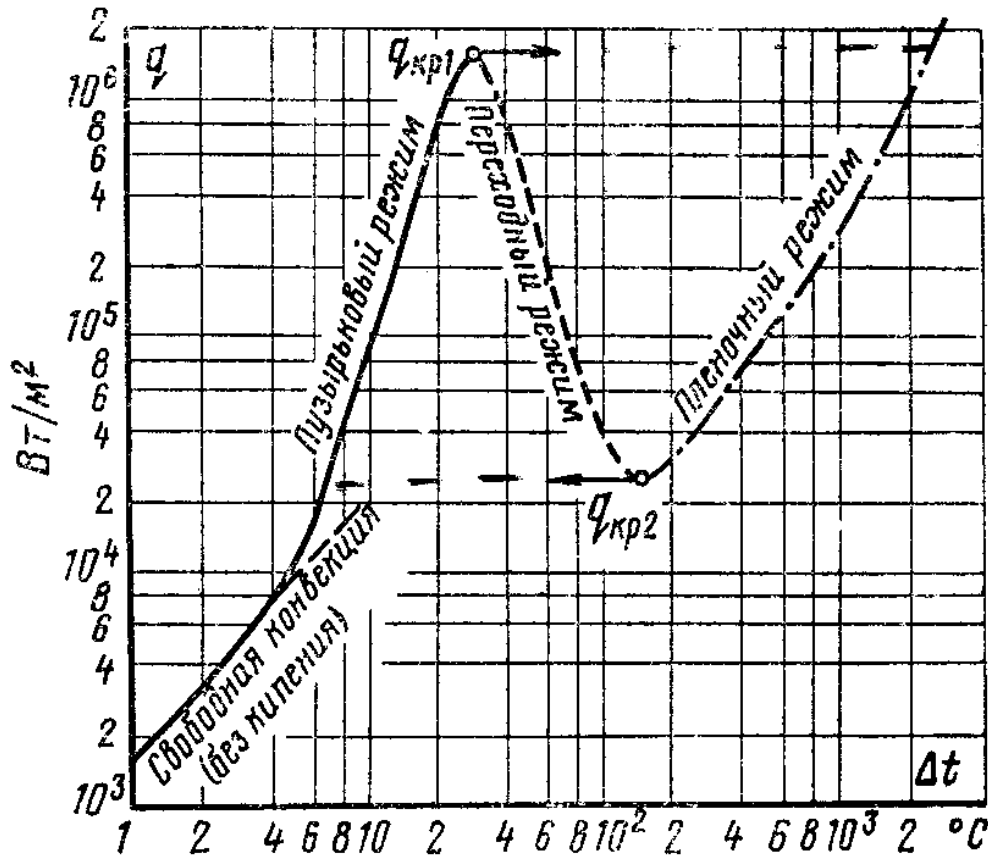
При бóльших значениях  $\Delta t$  наступает второй, *переходный* режим кипения.

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  $\Delta t$  вся поверхность нагрева



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

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



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

$$q_{кр2} = 0,9a_{плён} \left( 0,905 \cdot T_{крит} + 0,095 \cdot T_{крит} \left\{ \frac{T_s}{T_{крит}} \right\}^8 - T_s \right)$$

или  $q_{кр2} = r r'' \sqrt[4]{\frac{S g (r' - r'')}{r'^2}}$

При атмосферном давлении для воды 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  $250^\circ\text{C}$ .

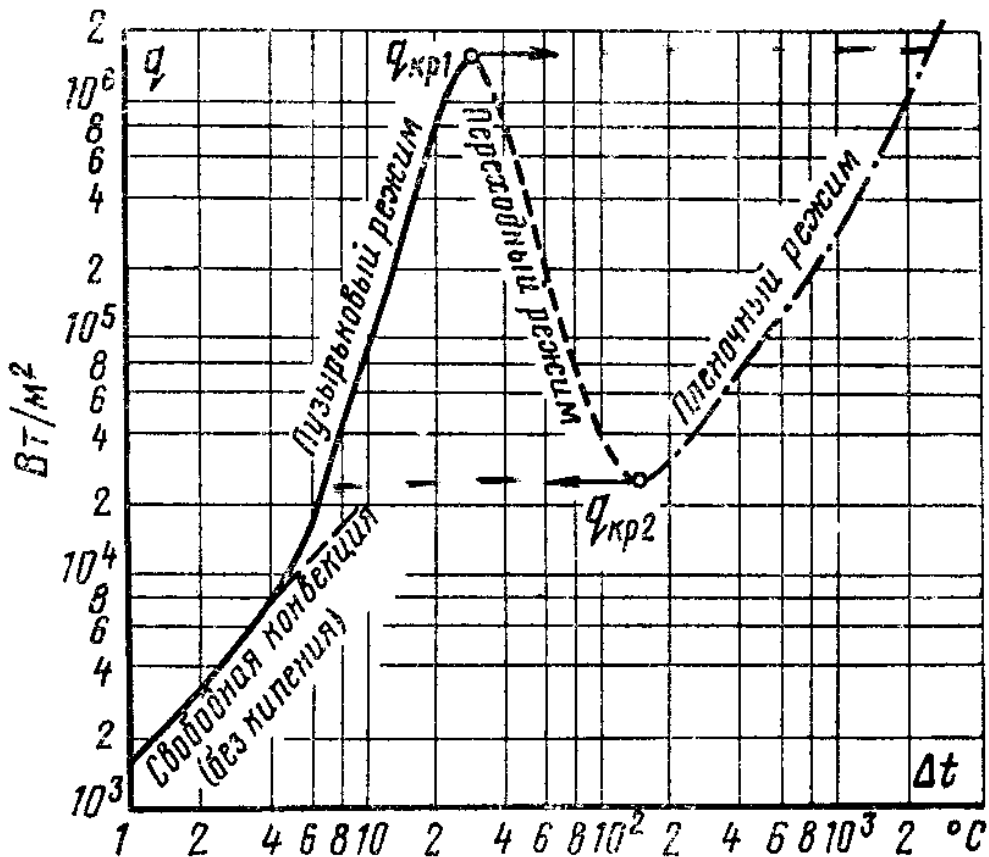
*Стационарное кипение в переходном режиме* на практике может наблюдаться в том случае, когда температура поверхности нагрева поддерживается неизменной.

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  $\Delta t$  зависят от режима кипения жидкости. *При таких условиях переходный режим стационарно существовать не может.*

При постепенном повышении тепловой нагрузки  $q$  температурный напор  $\Delta t$  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  $q_{кр1}$ .

При отводе теплоты и достижении  $q_{кр2}$  жидкость начинает 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  $q = q_{кр2}$ .

# **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.

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

*Поверхностным натяжением*  $\sigma$ , Н/м, называется сила, под действием которой свободная поверхность жидкости стремится сократиться.

С увеличением температуры  $\sigma$  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  $\sigma$  – 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 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,  $t_s(p_n)$ . Эта температура выше, чем температура насыщения при внешнем давлении в жидкости  $t_s(p_j)$ . Следовательно, для осуществления теплового равновесия *жидкость вокруг пузырька должна быть перегрета* на величину  $t_s(p_n) - t_s(p_j)$ ,  $p_n - p_j > 0$ .

Если температура жидкости несколько **превысит** равновесное значение, то за счёт дополнительного подвода теплоты произойдет испарение части жидкости внутрь пузырьков и его радиус увеличится.

При незначительном **понижении** температуры жидкости произойдёт теплоотвод от пузырька, часть пара сконденсируется, размер пузырька уменьшится. В итоге пузырек 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.

В момент образования пузырька на него действует сила давления  $p$  окружающей жидкости и сила поверхностного натяжения  $\sigma$  на поверхности пузырька.

Минимальный радиус парового пузырька можно рассчитать из уравнения Лапласа, определяющего условие равновесия сил (для существования парового пузырька сила давления пара внутри пузырька  $p_n$  должна быть не меньше суммы всех внешних сил, действующих на паровой пузырёк).

$$\Delta p = p_n - p_{ж} = \frac{2s}{R_{мин}}, \quad R_{мин} = \frac{2s}{\Delta p},$$



Разность давлений между паром и жидкостью для пузырька с учетом зависимости давления насыщенного пара от кривизны поверхности раздела по условию теплового равновесия составляет

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

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  $\Delta p = \Delta t \frac{r R''}{T_s}$

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

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

Т.е. с увеличением перегрева  $t_{\text{жс}} - t_s$ , а соответственно и внешнего давления, радиус пузырька уменьшается.

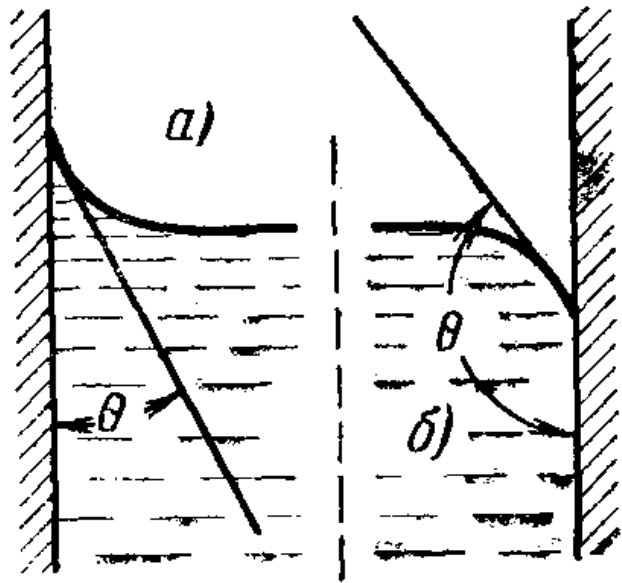
С возрастанием размера пузырька увеличивается подъёмная сила, стремящаяся оторвать пузырёк от центра.

В статических условиях отрывной диаметр парового пузыря определяется из условия 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  $\theta$ , °.

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

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



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

Смачивающая способность воды значительно снижается, если металлическая поверхность покрыта жирной пленкой.

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 может достигать значений  $200\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C})$ ), *за счёт этого* при всплывании пузырьёк значительно увеличивается в размерах.

# **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 теплота переносится и тепловым излучением.



Интенсивность конвективного теплообмена при пленочном кипении определяется термическим сопротивлением паровой пленки.

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 100–300 Вт/(м<sup>2</sup>·°С).

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

$$\bar{a} = 0,62 \cdot \sqrt[4]{\frac{l'''^3 (r' - r'') gr_*}{n'' D (t_c - t_{жс})}}$$

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

Физические свойства паровой фазы 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 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 паровой фазы следует выбирать по средней температуре пара.