

УДК 621.7-97

АНАЛИЗ ВЕРОЯТНЫХ РЕЖИМОВ ОХЛАЖДЕНИЯ ОТЛИВКИ С АМОРФНОЙ СТРУКТУРОЙ

Юрий Олегович Фокин, Леонид Вячеславович Пастухов

Студенты 6 курса

Кафедра «Литейные технологии»

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Научный руководитель: А.Ю. Коротченко,

кандидат технических наук, доцент кафедры «Литейные технологии»

Аморфные металлы и в частности объемные металлические стекла (ОМС) являются новым перспективным классом конструкционных материалов, обладающих рядом уникальных механических, электрических и магнитных свойств. Аморфная структура – структура сплава, характеризующаяся отсутствием дальнего порядка атомов (как у поликристаллических тел) и трёхмерной периодичности в построении атомов. Аморфные сплавы (или металлические стекла) представляют большой интерес ввиду уникальности их физических и химических свойств. Вследствие того, что у аморфных сплавов отсутствует дальний порядок атомов, для них не характерно наличие дислокаций, присущих кристаллам. Благодаря химической однородности аморфные сплавы обладают повышенной коррозионной стойкостью (они не имеют границ между зёрнами). Также аморфные сплавы обладают значительно меньшим удельным сопротивлением. Механические свойства аморфных сплавов – высокая прочность на сжатие, высокая вязкость разрушения. При обычных условиях при охлаждении многокомпонентного сплава термодинамически более выгодным является формирование поликристаллической структуры, но если обеспечить высокие скорости охлаждения, то переохлажденная жидкость затвердеет, образовав аморфную микроструктуру. Для сплавов $Zr - Al - Cu - Ni$ необходимые скорости охлаждения $\sim 10^2$ К/с. Если удастся обеспечить такие скорости охлаждения, то рост кристаллов при охлаждении отливки будет подавлен и можно ожидать получения аморфной структуры по всему сечению отливки.

При охлаждении отливки в форме высокая начальная скорость охлаждения быстро уменьшается за счет повышения пристеночной температуры формы вследствие низкой теплопроводности обычных формовочных материалов. Таким образом, основная проблема достижения высоких скоростей охлаждения в форме связана с устранением, или уменьшением ее разогрева. Естественные пути решения проблемы – повышение теплопроводности и увеличения тепловой аккумуляции формы. Этот путь имеет существенные ограничения по свойствам современных материалов. Однако, если конструктивно разделить формообразование отливки и ее охлаждение, то при таких вариантах организация высоких скоростей становится возможной.

Одним из вариантов представляется охлаждение отливки вместе с формой в криогенной жидкости. В этом случае форма должна обладать достаточной прочностью и жесткостью, чтобы оформлять геометрию отливки, но одновременно иметь высокую тепловую проводимость, т.е. высокую теплопроводность и малую толщину стенки. Например, можно использовать технологию изготовления графитовых форм. В этом

случае тепловой поток будет определяться отношением значений теплопроводности формы и ее толщины $\lambda_{\phi}/\Delta_{\phi}$, а также коэффициентом теплоотдачи α с поверхности формы в кипящую криогенную жидкость. Известно, что при определенных условиях вынужденной конвекции эти коэффициенты могут принимать высокие значения.

Вторым технологическим способом может быть организация контактного теплообмена через поверхность формы с массивным твердым холодильником. Конечно, требования к прочности и жесткости формы здесь будут выше, чем в первом варианте.

Охлаждение за счет контактного теплообмена горячей формы и массивного медного холодильника

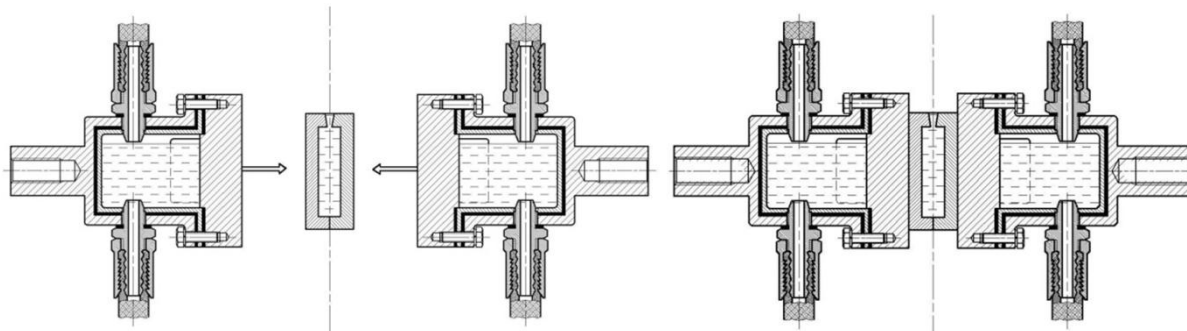


Рис. 1. Схема механизма охлаждения.

Основная задача теории контактного теплообмена твердых тел заключается в определении взаимосвязи между передаваемыми через соединение тепловым потоком (или его плотностью) и разностью температур на взаимодействующих поверхностях. Решение этой задачи состоит из нескольких основных этапов:

- Установление геометрии системы твердых тел в данных термомеханических условиях;
- Выяснение влияния геометрии на распределение температуры в пределах каждой непрерывной среды;
- Вычисление теплофизических свойств в возмущенных слоях материалов для данного распределения температуры;
- Расчет контактного термического сопротивления, которое определяет потери температурного напора в соприкасающихся телах и равняется отношению приведенного перепада температуры на средних контактных плоскостях к плотности теплового потока:

$$R_{th,c} = \frac{1}{\alpha_{th,c}} = \frac{\Delta T}{q}, \quad (1)$$

где $\alpha_{th,c}$ — термическая проводимость контакта, $\left[\frac{Вт}{м^2 \cdot К} \right]$

$R_{th,c}$ — контактное термическое сопротивление, $\left[\frac{м^2 \cdot К}{Вт} \right]$

q — плотность теплового потока, $\left[\frac{Вт}{м^2} \right]$

ΔT — контактный перепад температуры, $[К]$

Параметры шероховатости, волнистости поверхности и механические характеристики контакта одинаковы для тепловой и электрической проводимостей. Поверхностные и механические свойства при контакте «твердое тело – твердое тело» определяют фактическую площадь контакта, от которой зависит величина сопротивления стягивания. Так же как и в случае электрической проводимости, в котором данная составляющая контактного сопротивления появляется вследствие уменьшения проходного сечения для электронов от номинальной площади контакта, приводящего к увеличению плотности электрического тока в областях фактического, происходит увеличение плотности теплового потока вблизи областей фактического контакта (стягивание линий теплового потока).

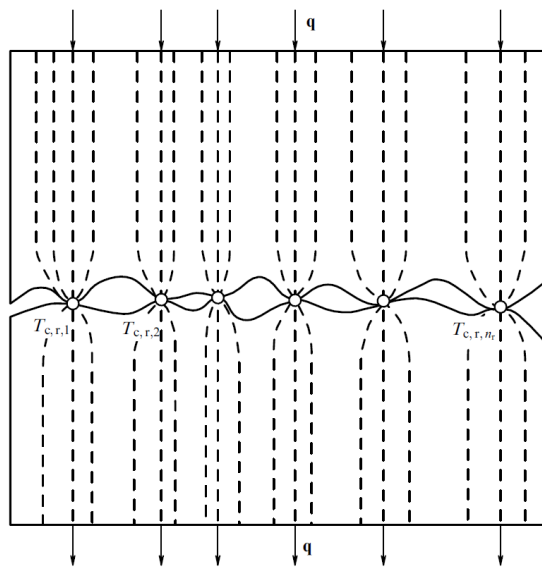


Рис. 2. Стягивание линий теплового потока к зонам фактического контакта.

С уменьшением контактного давления расстояние между пятнами фактического контакта возрастает, а микропятна становятся термически эквивалентными единичным контактам, которые моделируются как основания полубесконечных цилиндров, представляющих собой трубки теплового потока. Такое приближение позволяет свести многомерную задачу теплопроводности к одномерной и упростить расчеты. Среднее арифметическое радиусов $a_1, a_2, \dots, a_n$ определяет средний эквивалентный радиус a пятна контакта:

$$a = \frac{1}{n_r} \sum_{i=1}^{n_i} a_i, \quad (2)$$

где n_r – число пятен фактического контакта.

Контактное пятно с номером i имеет собственную температуру $T_{c,r,i}$. В зависимости от значений этих температур и соответствующих им радиусов a_i установится такое распределение температуры в области контакта, для которого средняя контактная температура $\overline{T_{c,r}}$ будет равна:

$$\overline{T_{c,r}} = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} T_{c,r,i}}{\sum_{i=1}^{n_i} a_i}. \quad (3)$$

Таким образом, падение температуры в контакте $\bar{T}'_{w,2} - \bar{T}''_{w,2}$ может быть разложено на две части (рис. 3):

$$T'_{w,2} - T''_{w,2} = (T'_{w,2} - \bar{T}_{c,r}) + (\bar{T}_{c,r} - T''_{w,2}). \quad (4)$$

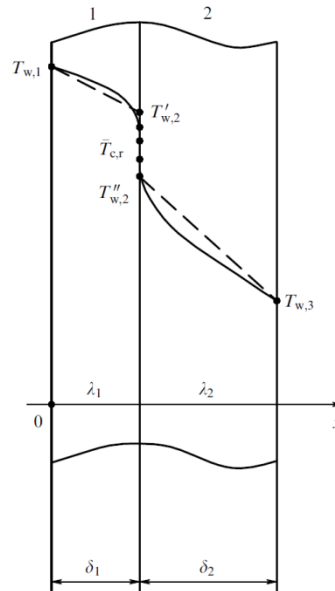


Рис. 3. Распределение температуры в контакте твердых тел.

Если векторы тепловых потоков через пятна контакта параллельны, т.е. когда задача предполагается одномерной, то слагаемые правой части последнего уравнения могут быть представлены как:

$$T'_{w,2} - \bar{T}_{c,r} = \frac{\delta_1 \cdot q}{\lambda_1}, \quad \bar{T}_{c,r} - T''_{w,2} = \frac{\delta_2 \cdot q}{\lambda_2}, \quad (5)$$

где q – плотность теплового потока через плотность контакта, $\left[\frac{Bm}{m^2} \right]$, λ_1, λ_2 – теплопроводности взаимодействующих тел, δ_1, δ_2 – функции, характеризующие стягивание линий теплового потока к пятнам фактического контакта в материалах 1 и 2, м. Эти функции идентичны, поскольку зависят только от микрогеометрии, которая одинакова для обоих материалов. Отсюда следует соотношение:

$$\frac{T'_{w,2} - \bar{T}_{c,r}}{\bar{T}_{c,r} - T''_{w,2}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad (6)$$

Из которого можно найти среднюю температуру контакта:

$$\bar{T}_{c,r} = \frac{T'_{w,2} + (\lambda_2 / \lambda_1) T''_{w,2}}{1 + \lambda_2 / \lambda_1} \quad (7)$$

От значения температуры $\overline{T_{c,r}}$ зависит, будет ли контакт упругим или пластическим, т.е. $\overline{T_{c,r}}$ определяет фактическое контактное давление P_r и, следовательно, фактическую контактную площадь A_r :

$$A_r = \frac{N}{P_r}, \quad (8)$$

где N – сжимающая сила, H , направленная по нормали к контактной поверхности.

Для расчета термической проводимости фактического контакта с учетом сопротивления стягивания также используется следующая полуэмпирическая зависимость, полученная в результате обобщения обширных экспериментальных данных, позволяющая получить достаточно достоверные значения для широкого круга материалов:

$$\alpha_{th,s} = 1,15 \cdot 10^4 \lambda_{eq} \left(\frac{P_n^2}{\Omega_b E T_{melt}} T_c K^2 \right)^{0,302}, \quad (9)$$

$$\lambda_{eq} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_1 / \lambda_1 + \sigma_2 / \lambda_2}, \quad (10)$$

где λ_{eq} – эквивалентная теплопроводность контактирующих материалов,

Вт (м К)⁻¹; σ_1, σ_2 – средние высоты микронеровностей взаимодействующих поверхностей, м; P_n – номинальное контактное давление, Па; Ω_b – предел прочности более мягкого материала, Па; $E = 2E_1E_2 / (E_1 + E_2)$ – приведенный модуль упругости контактирующих материалов, Па; T_c – средняя контактная температура, К; T_{melt} – температура плавления более легкоплавкого материала, К; K – коэффициент, показывающий изменение геометрических характеристик соприкасающихся поверхностей, зависящий от среднего арифметического отклонения профиля следующим образом:

$$\begin{aligned} K &= 1 \text{ при } (\sigma_1 + \sigma_2) > 3 \cdot 10^{-5} \text{ м,} \\ K^2 &= \left(\frac{30 \cdot 10^{-6}}{\sigma_1 + \sigma_2} \right)^{2/3} \text{ при } 10^{-5} < (\sigma_1 + \sigma_2) \leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ м,} \\ K &= \frac{15 \cdot 10^{-6}}{\sigma_1 + \sigma_2} \text{ при } (\sigma_1 + \sigma_2) \leq 10^{-5} \text{ м,} \end{aligned} \quad (11)$$

Расчет значения коэффициента тепловой проводимости контакта.

$$\alpha_{th,s} = 1,15 \cdot 10^4 \lambda_{eq} \left(\frac{P_n^2}{\Omega_b E T_{melt}} T_c K^2 \right)^{0,302},$$

λ_{eq} находим по формуле 10, материал формы и холодильника – медь, теплопроводность меди существенно зависит от температуры. Температура формы –

1100 К, температура холодильника – 90 К. $\sigma_1 = \sigma_2 = 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, что соответствует чистовому шлифованию обеих поверхностей.

$$\lambda_{eq} = \frac{0,8 \cdot 10^{-6} \cdot 400 + 0,8 \cdot 10^{-6} \cdot 345}{0,8 \cdot 10^{-6} / 400 + 0,8 \cdot 10^{-6} / 345} = 370,$$

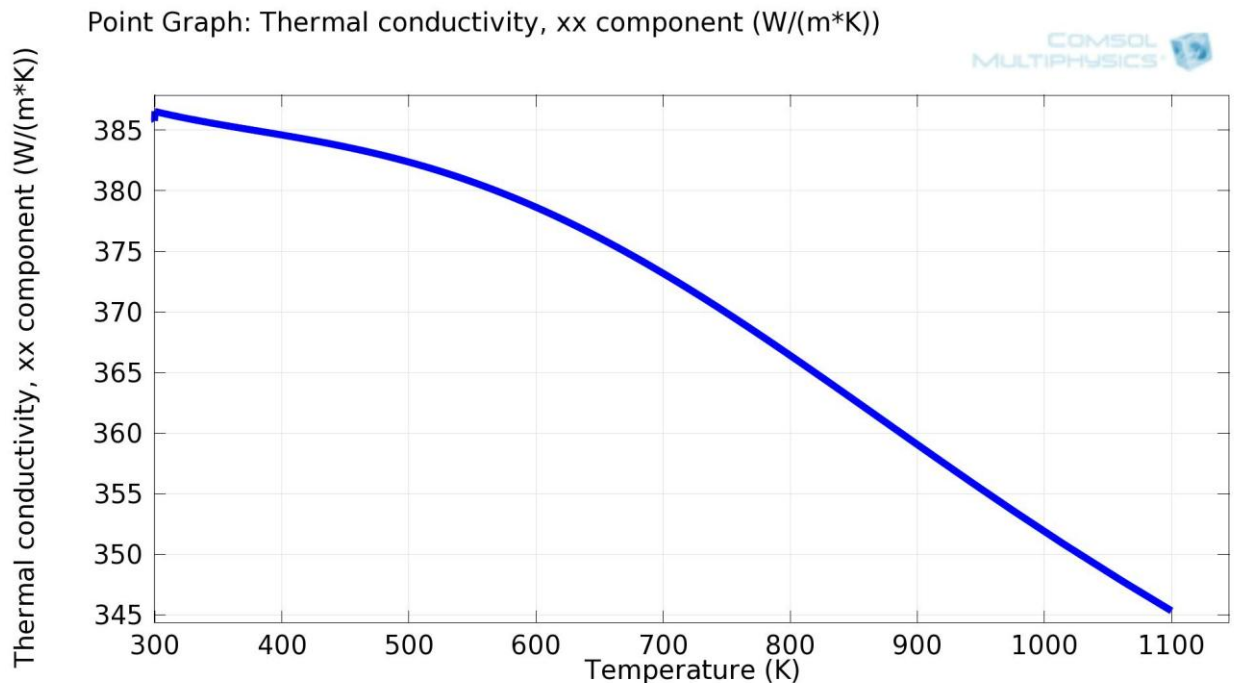


Рис. 4. Зависимость теплопроводности меди от температуры.

$\Omega_b = 215 \text{ МПа}$, что соответствует пределу прочности более мягкого (в данном случае более горячего) материала.

$E = 123000 \text{ МПа}$ – модуль упругости меди.

Значение T_c найдем по формуле $\bar{T}_{c,r} = \frac{T'_{w,2} + (\lambda_2 / \lambda_1) T''_{w,2}}{1 + \lambda_2 / \lambda_1}$

$$T_c = \frac{1100 + \frac{400}{345} 90}{1 + \frac{400}{345}} = 557,718 \text{ K}$$

$T_{melt} = 1356 \text{ K}$ – температура плавления меди

$$K = \frac{15 \cdot 10^{-6}}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{15 \cdot 10^{-6}}{0,8 \cdot 10^{-6} + 0,8 \cdot 10^{-6}} = 9,375$$

В итоге получаем следующую зависимость:

$$\alpha_{th,s}(P_n) = 1,15 \cdot 10^4 \cdot 370,47 \left(\frac{P_n^2}{215 \cdot 123000} \frac{557,718}{1356,55} \cdot 9,375^2 \right)^{0,302} =$$

$$= 7,218 \cdot 10^4 \cdot (P_n^2)^{0,302}$$

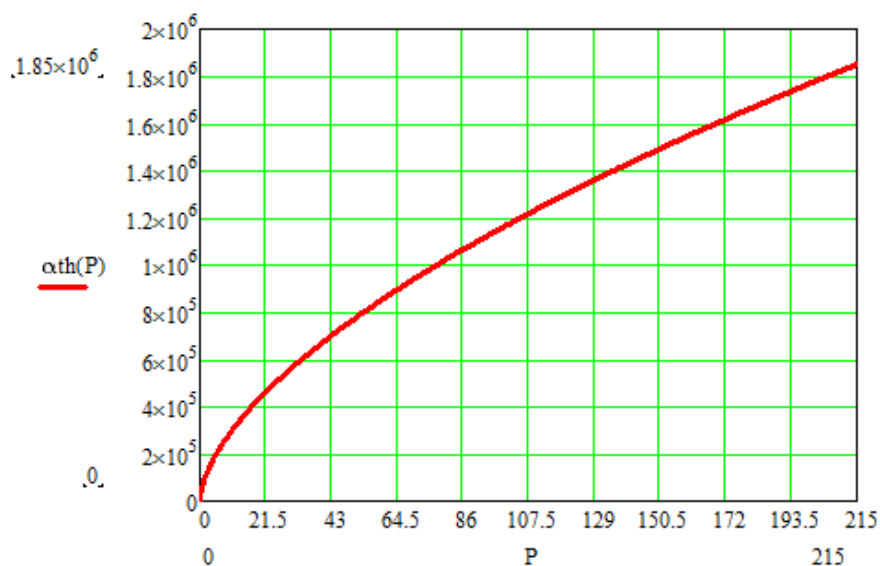


Рис. 5. Зависимость тепловой проводимости контакта от контактного давления.

Оценка режимов криогенного охлаждения микроотливки в тонкостенной форме

Охлаждение формы с отливкой происходит в криогенной жидкости (предположительно жидком азоте). При этом температура стенки формы T_c , контактирующая с охлаждающей средой намного выше температуры кипения ($T_k = 77.4$ К при атмосферном давлении).

Различают два основных режима кипения жидкостей: пузырьковый и пленочный, которые определяют и два режима охлаждения поверхности. Пузырьковый режим является началом всякого процесса кипения. Пленочный режим кипения связывают с кризисом в развитии пузырькового кипения. Т.е. увеличения парообразования ведет к объединению отдельных пузырьков в сплошную газовую подушку, отделяющую охлаждающую поверхность от охлаждающей жидкости. Интенсивность теплообмена при этом резко снижается. Этот процесс нестабилен и состоит в периодическом прорыве газовой подушки и повторном развитии пузырькового кипения – второе кризисное явление. Иногда говорят о «гистерезисе» теплообмена при кипении.

Теплообмен между стенкой формы и охлаждающей средой вследствие турбулизации в граничном слое носит комбинированный характер и состоит из охлаждения пристеночных слоев жидкости за счет интенсивного парообразования с теплотой испарения 5.57 Дж/моль и принудительного конвективного охлаждения двухфазным потоком стенки формы. Интенсивность последнего зависит от скорости потока, или от числа Рейнольдса. При высоких скоростях жидкости в пограничном слое может происходить подавление парообразования за счет срыва пузырьков пара еще не достигших критического диаметра, достаточного для отрыва от стенки. Такие пузырьки уносятся потоком от стенки формы и захлопываются с выделением энергии. Теплообмен в этом случае будет проходить преимущественно по модели принудительной конвекции.

Интенсивность теплообмена при конвективном теплообмене в жидкости характеризуется безразмерным коэффициентом теплоотдачи Нуссельта $Nu = \alpha \delta_T / \lambda$, где α – коэффициент теплоотдачи Ньютона, δ_T – толщина теплового пограничного слоя

жидкости, где температура изменяется от температуры стенки до температуры жидкости в удаленных слоях, λ - коэффициент теплопроводности жидкости. Физический смысл этого числа заключается в соотношении интенсивности теплоотдачи на охлаждаемой/нагреваемой поверхности от конвекции α и от теплопроводности λ/δ_T .

Можно предположить, что высокая теплотдача с поверхности формы будет связана со срывом пленочного кипения и турбулизацией пристеночной области, что должно описываться моделью турбулентного пограничного слоя. Для вычисления числа Нуссельта при обтекании пластины потоком жидкости в турбулентном пограничном слое ($Re > 4 \cdot 10^4$) рекомендуют использовать соотношение:

$$\overline{Nu} = 0.664 Re^{0.50} Pr^{0.33} \left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0.25}$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от того, нагревается ли жидкость или охлаждается. Градиент температуры в пограничном слое при нагревании больше, чем при их охлаждении. Зависимость α от направления теплового потока учитывается множителем $\left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0.25}$, где Pr_w - число Прандтля жидкости, взятое при температуре

стенки. При нагревании жидкости величина $\left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0.25}$ несколько больше единицы. Для оценочных расчетов примем ее значение равным 1. Таким образом получаемые оценочные значения коэффициента теплоотдачи будут несколько меньше, т.е. дается нижняя оценка коэффициента теплоотдачи.

Для капельных жидкостей можно использовать поправку Рейнольдса с поправкой на число Прандтля, при этом соответствующие значения чисел Нуссельта, будут равны:

$$Nu_x = \frac{c_f}{2} Re_x^n Pr^{0.4}$$

$$Nu_x = 0.037 Pr^{0.4} Re_x^{0.8}$$

Следовательно, для нашей задачи для расчета конвективного теплообмена следует пользоваться формулой

$$Nu = 0.037 Re^{0.8} Pr^{0.4}$$

Значение коэффициента Прандтля для жидкого азота при $T = -190$ °C равно 20.

Для оценки эффективного значения коэффициента теплоотдачи, учитывающего одновременный эффект от кипения и конвективного теплообмена существует много приближений. Для кипения при вынужденной конвекции интенсивность теплоотдачи зависит от соотношения коэффициента турбулентного переноса, вызываемого кипением и движением жидкости. При больших скоростях движения жидкости определяется законами турбулентного движения $\alpha \sim w^{0.8}$. В зависимости от соотношения коэффициента теплоотдачи при чистом кипении α_1 и коэффициента теплоотдачи при вынужденном движения без кипения α_0 в общем случае принимают равным:

$$\alpha_{эфф} = \alpha_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right)}$$

где α_0 - значение коэффициента теплоотдачи, рассчитываемого без учета кипения жидкости α_1 - коэффициент теплоотдачи ($Вт/м^2К$) при развитом пузырьковом кипении. Для пузырькового кипения жидкого азота в состоянии насыщения при свободной конвекции полагают $\alpha_1 = 4.7 \cdot 10^4$ Вт/м²К. Получим оценочное значение коэффициента α_0 в условиях вынужденной конвекции потока вдоль охлаждаемой поверхности формы с использованием формулы (1). При $Pr = 20$, и Рейнольдс на границе перехода от ламинарного режима в граничном слое к турбулентному $Re = \frac{u_0 L}{\nu} = \frac{15 \cdot 0.03}{0.174 \cdot 10^{-6}} = 2.5 \cdot 10^5$ - это число конечно зависит от состояния поверхности формы и развития режима кипения, и может быть значительно меньше. Рассмотрим условия теплообмена при максимальном значении Рейнольдса, имея в виду, что реальное значение может быть существенно меньше, получим число Нуссельта:

$$Nu = 0.037 Re^{0.8} Pr^{0.4} = 0.037 \cdot (2.5 \cdot 10^5)^{0.8} \cdot (20)^{0.4} = 2.5 \cdot 10^3$$

толщину пограничного теплового слоя можно оценить по формуле:

$$\delta_T = \frac{4.64}{1.026} \frac{L}{\sqrt{Re_{кр}} \cdot \sqrt[3]{Pr}} = 9.96 \cdot 10^{-4} м$$

Тогда коэффициент теплоотдачи при вынужденной конвекции будет равен:

$$\alpha_0 = Nu \cdot \lambda / \delta_T = \frac{2500 \cdot 0.14}{9.96 \cdot 10^{-4}} = 3.5 \cdot 10^5$$

Оценка коэффициента теплоотдачи при струйном охлаждении формы.

Приведенный выше анализ для охлаждения формы в большом объеме жидкого азота, можно применить и для оценки эффективности струйного охлаждения. В основе струйного охлаждения поверхности криогенной жидкости лежат механизмы теплообмена, которые были рассмотрены ранее, а именно: однофазная вынужденная конвекция с развитым турбулентным течением и теплообмен при фазовом переходе криогенной жидкости (кипение). При этом контролировать и регулировать процесс теплообмена легче, чем в предыдущем случае, так как можно в широких пределах изменять параметры струи (скорость истечения из сопла, расстояние от сопла до поверхности, направление струи). Очевидно, что это приведет к удорожанию конструкции.

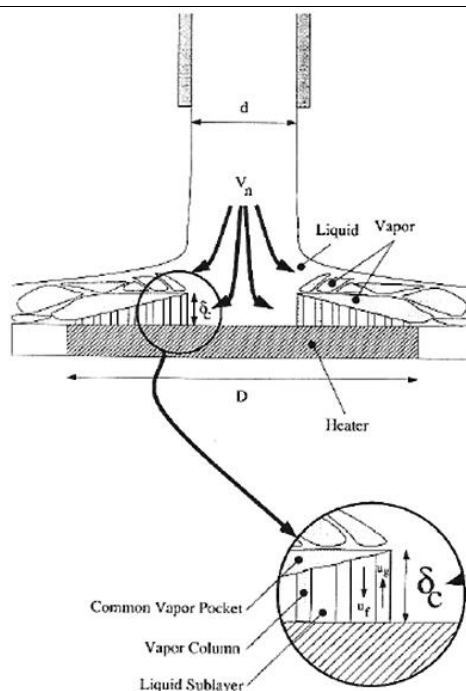


Рис. 6. Охлаждение струей жидкости.

При этом для струйного охлаждения характерно проявление процессов, связанных с кипением жидкого азота: на поверхности нагретой поверхности будут регионы, с различными механизмами теплообмена.

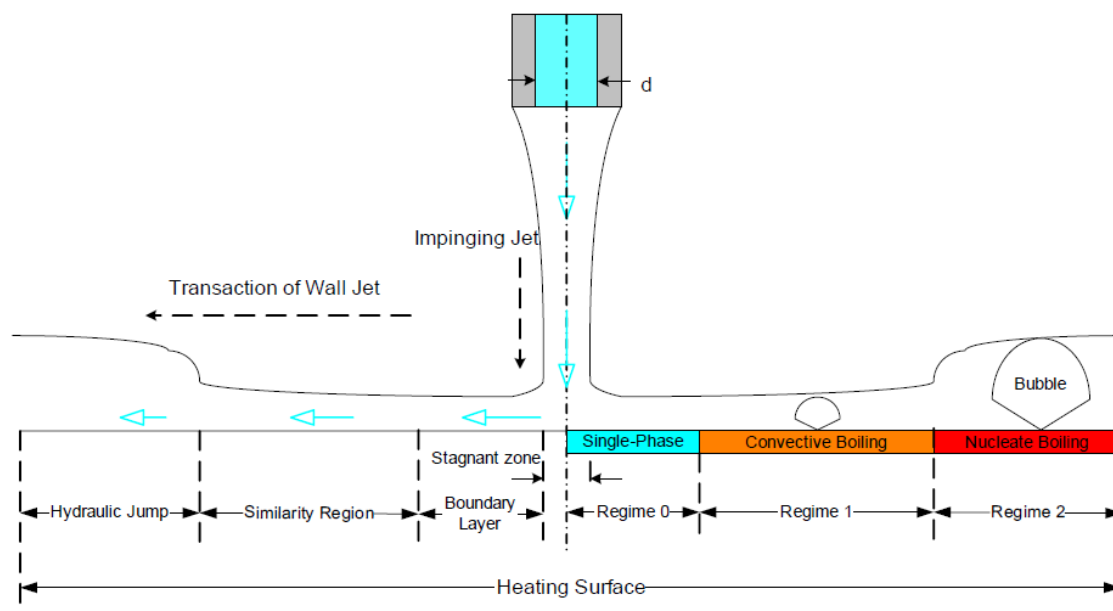


Рис. 7. Различные области охлаждаемой поверхности с различными механизмами теплообмена.

Применительно к нашему случаю, вследствие небольших размеров формы, можно обеспечить охлаждение формы в режиме однофазной конвекции. При этом вся поверхности отливки будет находиться в так называемой зоне застоя.

Толщина приграничного слоя при этом вычисляется по формуле:

$$\delta = 2.679 \cdot \left(\frac{r \cdot d}{\text{Re}} \right)^{1/2} = 2.679 \cdot \left(\frac{0.015 \cdot 0.01}{\frac{5 \cdot 0.01}{0.174 \cdot 10^{-6}}} \right)^{1/2} = 6.121 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

Тогда число Нуссельта будет равно:

$$\text{Nu} = 0.037 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.4} = 0.037 \cdot (2.875 \cdot 10^5)^{0.8} \cdot (20)^{0.4} = 2.8 \cdot 10^3$$

При таких условиях значение коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{\text{Nu} \cdot \lambda}{\text{Re}} = \frac{2.8 \cdot 10^3 \cdot 0.14}{6.5 \cdot 10^{-5}} = 4 \cdot 10^6 \text{ (Вт/м}^2 \text{К)}$$

Расчеты приведены для критического теплового потока.

Следовательно, при скорости струи в 5 м/с, теоритически, можно обеспечить необходимые условия для охлаждения отливки. При этом существуют различные модели интенсификации процесса охлаждения. Наиболее эффективные результаты показал метод электрогидравлической автоматизации (получение спрея под действием электрического поля) (XinFeng, 2009). Преимуществом данного метода является низкое давление жидкости на поверхность формы, соответственно, можно уменьшить ее толщину, увеличив коэффициент проводимости, а значит, и эффективный коэффициент теплоотдачи.

Заключение

Полученные значения коэффициентов теплоотдачи достаточно высоки и могут обеспечить высокие скорости охлаждения отливки, достаточные для образования аморфной структуры по всему сечению отливки. Приведенные в работе модели интенсивного охлаждения могут быть использованы для разработки технологических процессов получения фасонных отливок из существующих аморфных сплавов. В настоящее время такая работа проводится в МГТУ им. Н.Э. Баумана, совместно с немецкими специалистами.

Литература

1. А.Ю. Коротченко, С. Поляков, Ю.Баст, Ю.О. Фокин, Л.В. Пастухов. Режимы охлаждения, обеспечивающие получение отливок с аморфной структурой // Литейное производство. 2013. №1, С.31-36.
2. Ю.О. Фокин, Л.В. Пастухов. Анализ условий получения микроотливок с аморфной структурой // Труды Всероссийской научно-технической конференции «Студенческая весна 2012: Машиностроительные технологии». – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана.
3. А.В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978. -480с.
4. С.С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. -416с.
5. А.А. Гухман. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массообмена. М. Высшая шк., 1974. -327с.
6. А.Н. Павленко, И.П. Стародубцева. Переходные процессы при кипении, УДК 536.248. Институт теплофизики СО РАН, стр. 32-41.
7. Шлыков Ю.П., Ганин Е.А., Царевский С.Н. Контактное термическое сопротивление. М.: Энергия, 1977. 328с. с ил.