УДК 532.528:532.78

ПРОЦЕССЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И КАВИТАЦИИ РАСПЛАВОВ ПРИ СВЕРХБЫСТРОЙ ЗАКАЛКЕ ИЗ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ

Чернов А.А., Пильник А.А.

Институт теплофизики им.С.С.Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-08-00508-а)

АННОТАЦИЯ

Показано, что при объемной кристаллизации переохлажденного расплава в нем возникают большие отрицательные давления, обусловленные усадкой вещества в процессе затвердевания, ведущие к интенсивной кавитации еще незакристаллизовавшегося расплава. Исследованы механизмы и представлена кинетическая модель данного процесса. Показана существенная зависимость интенсивности кавитации от скорости охлаждения. Найдены численные решения задачи на примере кавитации кристаллизующихся расплавов металлов. Определены размеры кристаллических зерен и образующихся кавитационных включений в затвердевшем материале.

ВВЕДЕНИЕ

Причин, по которым жидкость интенсивно кавитирует, существует множество, и все они в той или иной степени связаны с возникновением в жидкости растягивающих напряжений (отрицательных давлений). Так, например, явление кавитации имеет место при статическом растяжении жидкости, в волне декомпрессии, распространяющейся по жидкой (газожидкостной) среде, в ускоряющемся потоке жидкости и т.п. Данное явление наблюдается также при кристаллизации расплавов.

Один из возможных механизмов кавитации газонасыщенного расплава связан с тем, что так как растворимость газа в твердой фазе существенно меньше, чем в жидкой, растворенный в расплаве газ будет вытесняться движущимися фронтами кристаллизации (так называемый процесс сегрегации газа в расплаве). В момент, когда его концентрация вблизи поверхности кристаллизации превысит критическую, соответствующую равновесной концентрации при заданных температуре и давлении, начинается нуклеация и рост газовых пузырьков, которые в дальнейшем захватываются твердой фазой, в результате чего затвердевший материал имеет пористую структуру. Исследованию данного вопроса посвящено большое количество работ [1-4]. Однако, в подавляющем их большинстве рассматривается случай равновесной последовательной кристаллизации (плоский фронт затвердевания) для очень малых скоростей роста кристалла.

При больших скоростях охлаждения кристаллизация расплава происходит в результате флуктуационного зарождения и роста центров новой фазы в объеме расплава [5]. Такая ситуация может быть реализована, например, при сверхбыстрой закалке микрообъемов, в частности, при напылении микрокапель расплава на холодную подложку [6]. В ряде работ, посвященных экспериментальному исследованию данного процесса отмечено, что наличие в затвердевшем материале микропор и трещин может быть связано с усадкой вещества в процессе затвердевания [7-10]. Теоретическому моделированию данного явления в литературе не уделено должного внимания.

МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

Известно, что явление кавитации жидкости связано с ее объемным растяжением, вызывающим зарождение и рост парогазовых пузырьков. При этом интенсивность кавитационных процессов напрямую зависит от величины растягивающего напряжения (отрицательного давления), предшествующего зарождению центров кавитации, которое в свою очередь прямо пропорционально относительному растяжению жидкости:

$$\Delta p = -\frac{1}{\beta}\frac{\Delta V_l}{V_l},$$

где ΔV_l - изменение исходного объема жидкости при ее растяжении; V_l - объем жидкости; β - коэффициент объемного растяжения.

Как отмечалось во введении, явление кавитации наблюдается при объемной (спонтанной) кристаллизации переохлажденных расплавов [6], что связано с их усадкой в процессе затвердевания. Последняя ведет к появлению в еще незакристаллизовавшемся объеме расплава больших отрицательных давлений, и, как следствие, к зарождению и росту кавитационных пузырьков (естественно, это явление наблюдается только для веществ, плотность твердой фазы которых больше чем жидкой). Целью настоящей работы и является исследование данного механизма кавитации.

Рассмотрим объем расплава, который в начальный момент времени начали быстро охлаждать относительно равновесной температуры плавления. При этом скорость охлаждения будем считать настолько большой, что расплав в процессе охлаждения попадает в область глубоких переохлаждений, при которых начинается его объемная кристаллизация. С другой стороны, будем полагать, что число образующихся центров кристаллизации настолько велико, что характерный объем ячейки, занимаемый одним кристаллом, много меньше всего рассматриваемого объема, и волны декомпрессии, формирующиеся вследствие усадки расплава при затвердевании вокруг большей части растущих центров (за исключением областей, граничащих со свободной поверхностью), за время полной кристаллизации расплава не успевают достигнуть его свободной поверхности (если она, вообще говоря, есть). Это означает, что граница любой выделенной внутри рассматриваемого объема области в течение всего процесса будет неподвижной, т.е. фактически рассматриваемый объем в данной задаче можно считать бесконечным.

Пусть в произвольный момент времени в исходном объеме формируются кристаллическая фаза с объемной долей X и кавитационные пузырьки с объемной концентрацией φ. Найдем значение возникающего в расплаве отрицательного давления

$$\Delta p = -\frac{1}{\beta}\frac{kX - k_g\varphi}{1 - X - \varphi}, \qquad (1)$$

где $k = \rho_s/\rho_l - 1$ - коэффициент усадки; $k_g = 1 - \rho_g/\rho_l \approx 1$ ρ_s ρ_l - плотность твердого и жидкого состояния вещества соответственно; ρ_g - плотность паров расплава.

Из уравнения (1) легко получить значение объемной концентрации пузырьков φ^f в момент времени, когда кристаллизация расплава прекращается. В этом случае растяжение расплава становится равным нулю, и если конечная доля образовавшейся в объеме кристаллической фазы равна X^f, то $\varphi^f = (k/k_g)X^f$. В общем случае значение X^f определяется условиями конкретной задачи. Так, если процесс кристаллизации протекает адиабатически (при этом расплав изначально должен быть переохлажден относительно равновесной температуры плавления T_{mel}, то X^f непосредственно связано с начальным переохлаждением расплава $\Delta T^i = T_{mel} - T^i$ [11]: $X^f = Ku^{-1}$, где $Ku = L/(c_l \Delta T^i)$ - критерий Кутателадзе, L - удельная теплота плавления; c_l - теплоемкость расплава. В случае, если расплав полностью кристаллизуется, значение конечной доли кристаллической фазы очевидно определяется выражением $X^f = 1 - \varphi^f$, а следовательно $\varphi^f = k/(k + k_g)$.

Отметим, что если значение объемной концентрации φ^f и может быть получено непосредственно из уравнения материального баланса, то для нахождения числа и размера образующихся кавитационных включений требуется привлечение кинетической теории фазовых превращений как для процесса кристаллизации, так и для процесса кавитации.

Для описания процесса объемной кристаллизации расплава будем считать, что на границе рассматриваемого объема осуществляется постоянный теплоотвод так, что если б не было тепловыделения, обусловленного фазовым переходом, расплав охлаждался бы с постоянной скоростью $q = d\Delta T/dt = const$ (при этом температуру расплава до начала кристаллизации в любой момент времени будем считать однородной во всем рассматриваемом объеме). Тепловыделение существенно меняет всю картину процесса, и игнорирование этого факта может привести к значительной ошибке. Поэтому, для учета последнего, будем использовать модель объемной кристаллизации переохлажденного расплава, разработанную в работах [11, 12], где тепловыделение в процессе фазового перехода корректно учтено в кинетических уравнениях, описывающих процесс суммарного превращения.

Согласно этой модели, зависимость доли кристаллической фазы X от времени t и чис-

ла центров зародышеобразования в единице объема N_{cr} определяются следующими соотношениями

$$X(t)=\int_0^t J_{cr}\left(1-X_T(\tau)-\varphi(\tau)\right)V_{cr}(t-\tau)d\tau;$$

$$N_{cr}=\int_0^t J_{cr}\left(1-X_T(\tau)-\varphi(\tau)\right)d\tau,$$

где $J_{cr}=N_m B_{cr}\exp\left(-\frac{W^*_{cr}}{k_B T}\right)+\sum_n N_{htn}B_{cr}\exp\left(-\frac{W^*_{cr}\psi(\theta_{crn})}{k_B T}\right)$

- частота нуклеации зародышей кристаллической фазы [11], которая состоит из гомогенной (первый член) и гетерогенной (второй член) составляющих (суммирование ведется по всем гетерогенным частицам в единице объема); B_{rc} - кинетический коэффициент; $W^*_{cr}=16\pi\sigma^3_{ls}T^2_{mel}/\left(3\rho_s^2L^2\Delta T^2\right)$ - работа образования критического зародыша кристаллизации в гомогенном процессе; $\Delta T=T_{mel}-T$ - переохлаждение расплава; $V_{cr}=(4\pi/3)R^3_{cr}$ - объем кристалла; R_{cr} - радиус кристалла; $X_T(t)$ - объем «запрещенной области» в единице объема вещества, в которой зарождение новых центров кристаллизации существенно подавлено.

Зависимость $X_T(t)$ определяется из следующего интегрального уравнения [11]

$$X_T(t)=\int_0^t J_{cr}\left(1-X_T(\tau)-\varphi(\tau)\right)V_T(t-\tau)d\tau,$$

где $V_T=(4\pi/3)r_T^3$ - объем «запрещенной области» вокруг кристалла, зародившегося в момент времени τ; r_T - толщина температурного погранслоя, которая определяется из условия равенства характерных времен ожидания появления нового зародыша в ячейке вокруг выделенного кристалла при ступенчатой и реальной зависимостях частоты нуклеации от расстояния от кристалла.

Как видно из формул, приведенных выше, в работе рассматриваются механизмы как гомогенной, так и гетерогенной кристаллизации. Учет последней не составляет больших трудностей, если имеется полная информация о характере присутствующих в расплаве примесных частиц и инородных поверхностей. Забегая немного вперед отметим, что расплав интенсивно кавитирует тогда, когда в его объеме реализуются большие отрицательные давления, которые могут быть достигнуты только при больших скоростях роста кристаллической фазы. Эта ситуация возможна, если расплав кристаллизуется при больших переохлаждениях, которые в свою очередь достигаются только при больших скоростях охлаждения. В этом случае вклад гомогенной составляющей в суммарный процесс кристаллизации становится преобладающим [5]. Однако, это не означает, что гетерогенного зарождения при таких условиях вообще нет. Как раз таки наоборот, все гетерогенные частицы рано или поздно становятся центрами кристаллизации (при этом гетерогенная нуклеация начинается при меньших переохлаждениях, чем гомогенная, т.е. раньше гомогенной), однако их количество, в силу ограниченного числа гетерогенных частиц, оказывается существенно меньше количества центров, появляющихся в объеме расплава в результате гомогенной нуклеации. Поэтому влияние гетерогенной нуклеации на суммарный процесс кристаллизации в данном случае не велико. Однако, при моделировании дальнейшего процесса кавитации, учет всех этих нюансов необходим, так как, очевидно, характер присутствующих в расплаве гетерогенных центров должен оказывать существенное влияние на процесс зарождения и роста кавитационных зародышей. Так, к моменту времени, когда в расплаве возникают критические растягивающие напряжения, ведущие к нуклеации зародышей кавитации (а это происходит тогда, когда доля кристаллической фазы в объеме уже достаточно велика, и процесс нуклеации новых зародышей кристаллизации, который протекает в очень узком временном интервале, давно прекратился), инородные гетерогенные частицы оказываются поглощенными зародившимися на них кристаллами, а следовательно, гетерогенная нуклеация зародышей кавитации в данном случае происходит только на поверхностях образовавшихся кристаллов. Иными словами, гетерогенные частицы, изначально находящиеся в объеме расплава можно исключить из рассмотрения, так как на процесс кристаллизации их наличие практически не оказывает влияния, а для процесса кавитации их фактически нет. Это также можно сделать, если рассматривать процесс кристаллизации микрообъемов расплава, где вероятность обнаружения гетерогенных частиц (а также начальных микропузырьков), предельно мала [5].

Для нахождения скорости роста кристалла используем квазистационарное решение, полученное в работе [13], где учтен эффект усадки вещества в процессе затвердевания:

$$R_{cr}=\upsilon_0\{1-Ku(1+k^{-1})(1-\exp(-kR_{cr}R_{cr}/a_l))\}$$

где $\upsilon_0=K\Delta T$ - характерная скорость роста кристалла; K - кинетический коэффициент; $a_l=\lambda_l/(\rho_l c_l)$ - температуропроводность расплава; λ_l - теплопроводность расплава.

Зависимость объемной концентрации кавитационных пузырьков от времени найдем из следующего соотношения [12]

$$\varphi(t) = N_{cav}^{i} V_{cav}(t) + \int_0^t J_{cav}(\tau)(1 - X(\tau) - \varphi(\tau)) V_{cav}(t-\tau) d\tau, \qquad (2)$$

где N_{cav}^{i} - начальное число микропузырьков в единице объема расплава;

$$J_{cav} = N_m B_{cav} \exp\left(-\frac{W_{cav}^*}{k_B T}\right) + \sum_n N_{h_n} B_{cav} \exp\left(-\frac{W_{cav}^* \psi(\theta_{cav\,n})}{k_B T}\right)$$

- частота нуклеации зародышей кавитации [14], которая состоит из гомогенной (первый член) и гетерогенной (второй член) составляющих (суммирование ведется по всем гетерогенным частицам в единице объема); B_{cav} - кинетический коэффициент; $W^*_{cav}=16\pi\sigma^3_{lg}/(3k^2_g\Delta p^2)$ - работа образования критического зародыша кавитации в гомогенном процессе; $V_{cav} = (4\pi/3)R_{cav}^3$ - объем кавитационного пузырька; R_{cav} - радиус кавитационного пузырька. Первый член в уравнении (2) отвечает за изменение объемной концентрации вследствие роста микропузырьков, которые изначально содержатся в расплаве, второй - за счет флуктуационного образования и роста новых центров кавитации.

Заметим, что частота нуклеации кавитационных зародышей J_{cav} в формуле (2) зависит от текущего отрицательного давления в среде (если давление положительное, то нуклеации зародышей, очевидно, нет), в то время как последнее, в свою очередь, зависит от доли кристаллической фазы и объемной концентрации пузырьков (1). Так как на рассматриваемых временах динамические процессы протекают значительно быстрее тепловых, поле растягивающих напряжений, формирующееся в объеме расплава, будем считать однородным в любой момент времени.

Эволюцию кавитационного пузырька во времени под действием внешнего давления опишем с помощью уравнения Рэлея

$$R_{cav}R_{cav}+(3/2)R_{cav}=p_l^{-1}(\Delta p-2\sigma_g/R_{cav})-(4v_l/R_{cav})R_{cav}$$

Зная, как меняется давление со временем, можно найти число кавитационных пузырьков, образующихся флуктуационным образом в единице объема за время [12]. Прибавив к нему число начальных пузырьков, получим

$$N_{cav}(t) = N_{cav}^{i} + \int_0^t J_{cav}(\tau)(1 - X(\tau) - \varphi(\tau)) d\tau,$$

где N_{cav} - суммарное число пузырьков в единице объема. Найдя число пузырьков N_{cav}^{f} в единице объема к моменту окончания кристаллизации, можно найти их средний размер $\overline{R}_{cav}^{f}$ в затвердевшем материале, а также их функцию распределения по размерам $f(R_{cav})$.

$$\overline{R}_{cav}^{f} = \left(\frac{3}{4\pi}\frac{\varphi^f}{N_{cav}^{f}}\right)^{1/3}; \; f(R_{cav}) = N_{cav}^{f\,-1}\left(\frac{dN_{cav}}{dR_{cav}}\right).$$

Представленная система уравнений полностью описывает кинетику объемной кристаллизации переохлажденного расплава и его кавитации, обусловленной усадкой вещества в процессе затвердевания.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Ниже представлены результаты расчетов на примере задачи о кавитации кристаллизующихся чистых расплавов металлов: алюминия, меди и никеля. Все теплофизические и кинетические свойства веществ, используемые в расчетах, взяты из работ [15, 16]. Скорость охлаждения варьировалась в пределах от 10^6 до 10^{10} К/с.

Расчеты показали, что с увеличением переохлаждения стремительно растет и вероятность появления в объеме расплава зародышей кристаллической фазы. Наступает момент времени (при достижении некого «критического» переохлаждения, которое тем больше, чем больше скорость охлаждения расплава), когда процесс образования этих зародышей принимает лавинообразный характер. В процессе своего роста образовавшиеся на начальном этапе зародыши очень быстро снимают переохлаждение (из-за выделения скрытой теплоты фазового перехода), в связи с чем скорость образования новых зародышей стремительно уменьшается и достаточно быстро становится равной нулю. Т.е., процесс зарождения новых центров кристаллизации происходит в очень узком интервале времени. Последующий же рост кристаллической массы большую часть времени идет за счет роста уже образовавшихся центров. Со временем скорость роста кристаллической массы *dX/dt* уменьшается. Это связано с тем, что на начальном этапе процесс кристаллизации идет при больших переохлаждениях, достигнутых на стадии охлаждения расплава до момента образования зародышей. В процессе фазового перехода переохлаждение расплава уменьшается, а следовательно, уменьшается и скорость роста кристаллической массы. В результате, в расплаве устанавливается переохлаждение, при котором

интенсивность тепловыделения равна интенсивности теплоотвода, и скорость роста кристаллической массы (фактически определяемой теплоотводом) становится постоянной.

Когда доля кристаллической массы в объеме достигает определенных значений, при которых отрицательные давления в расплаве становятся больше критических, начинается интенсивная его кавитация. Процесс зарождения центров кавитации по природе своей схож с процессом зарождения центров кристаллизации. На начальной стадии происходит лавинообразное (спонтанное) зарождение кавитационных пузырьков, которые в процессе своего роста быстро снимают возникшее на данный момент времени в расплаве напряжение, и нуклеация новых центров кавитации прекращается. Т.е., процесс зарождения центров кавитации, как и кристаллизации, происходит в очень узком интервале времени. Дальнейшая эволюция кавитирующего расплава определяется динамикой роста образовавшихся на начальной стадии пузырьков. Отметим, что процесс нуклеации зародышей кавитации протекает гораздо позже, чем процесс нуклеации зародышей кристаллизации. Это связано с тем, что для того, чтобы достичь требуемых для возникновения кавитации отрицательных давлений, необходимо образование значительной доли кристаллической массы. А это происходит тогда, когда нуклеация зародышей кристаллизации уже давно прекратилась, и фазовый переход идет за счет роста изначально образовавшихся центров.

На рис.1 представлены зависимости доли кристаллической массы X и объемной концентрации кавитационных пузырьков φ от времени. Как видно из рисунка, кавитация расплава начинается с некоторым запаздыванием по отношению к процессу кристаллизации.

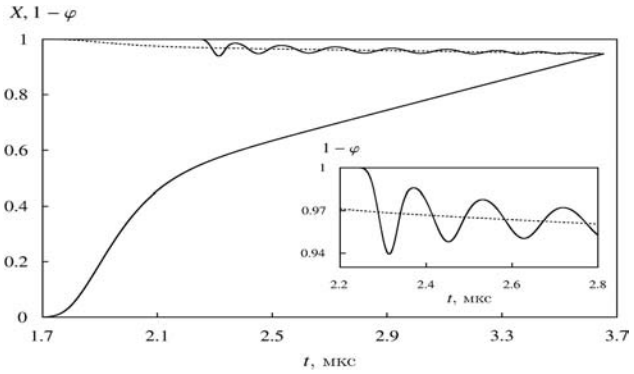

Рис.1 Зависимости доли кристаллической массы и объемной концентрации кавитационных пузырьков от времени.

Зависимость объемной концентрации пузырьков от времени в начале испытывает большие пульсации относительно своего равновесного значения, отвечающего нулевому растяжению расплава, которые в дальнейшем постепенно затухают. Иными словами, кавитирующий расплав представляет собой нелинейный затухающий осциллятор с вынуждающей силой, которая обусловлена кристаллизацией. При этом затухание связано не вязкостью расплава, как это может показаться на первый взгляд, а с увеличением «жесткости» системы вследствие уменьшения объема расплава при кристаллизации.

На рис.2 представлены зависимости среднего размера кристаллических зерен (а) и образующихся в процессе кавитационных включений (б) к моменту окончания кристаллизации от скорости охлаждения расплава для различных металлов : 1 - алюминия; 2 - меди; 3 - никеля.

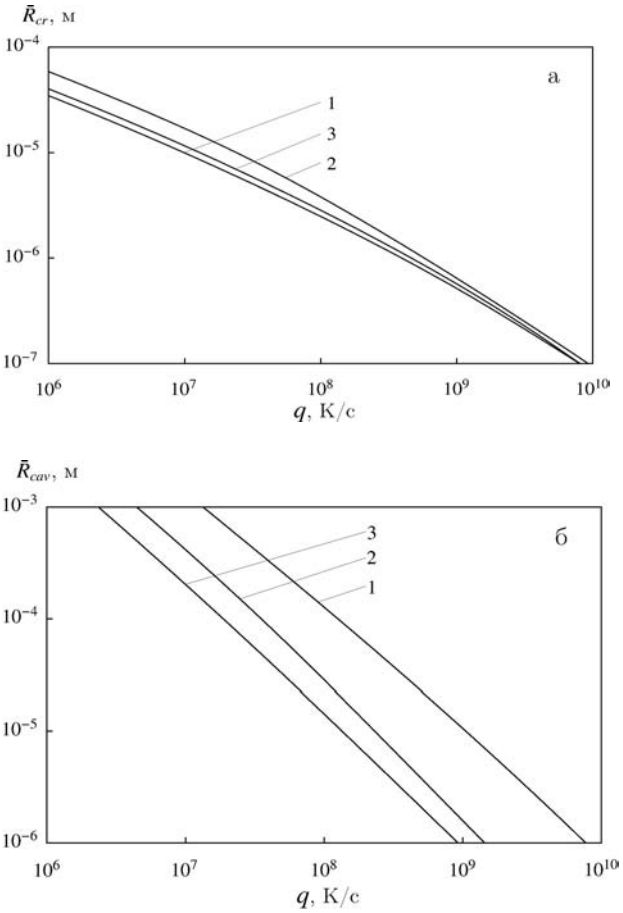

Рис.2 Зависимости среднего размера кристаллических зерен (а) и кавитационных включений (б) в затвердевшем материале от скорости охлаждения расплава.

Видно, что с увеличением скорости охлаждения размер кристаллических зерен в затвердевшем материале уменьшается. Это связано с тем, что при больших скоростях охлаждения расплав попадает в область больших переохлаждений, где скорость образования зародышей кристаллизации выше. При больших переохлаждениях увеличивается и скорость роста кристаллической массы, от которой напрямую зависит величина возникающего в расплаве растягивающего напряжения, определяющего число зарождающихся в процессе центров кавитации.

Поэтому, с увеличением скорости охлаждения размер образующихся кавитационных включений также уменьшается. Различие этих зависимостей для разных металлов, очевидно, обусловлено различием их теплофизических и кинетических свойств.

Еще раз подчеркнем, насколько сильно скорость охлаждения влияет на конечную микроструктуру затвердевшего материала, в значительной мере определяющую его механические, электрические и др. свойства.

К сожалению, провести количественное сравнение результатов расчета с экспериментом на данном этапе крайне сложно, т.к. в реальных процессах при затвердевании расплавов температурное поле в них как правило существенно неоднородно (а скорость охлаждения не постоянна), и для получения необходимой информации в каждом конкретном случае требуется решить соответствующую сопряженную задачу теплообмена расплава с окружающей средой (как это, например, сделано в работе [17] при описании процесса объемной кристаллизации микрослоя расплава на массивной подложке). На данный момент можно констатировать лишь качественное соответствие полученных результатов с опытными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе классической кинетической теории фазовых превращений построена кинетическая модель кавитации расплава, быстро приведенного в переохлажденное состояния, в процессе его объемной кристаллизации. Проведены численные расчеты для некоторых чистых металлов при различных скоростях охлаждения. Показано, что кристаллизация расплава начинается при достижении определенного переохлаждения, которое тем больше, чем больше скорость охлаждения расплава. Нуклеация зародышей кристаллизации имеет спонтанный характер и происходит на очень малом интервале времени. Последующий рост кристаллической массы идет за счет роста изначально образовавшихся центров и определяется теплоотводом. Образование в объеме кристаллической фазы ведет к появлению в еще незакристаллизовавшемся расплаве больших растягивающих напряжений и, как следствие, к интенсивной его кавитации, что связано с усадкой вещества при затвердевании. Нуклеация зародышей кавитации, также как и кристаллизации, происходит спонтанно, при этом механизм нуклеации может быть как гомогенным, так и гетерогенным. Гетерогенными центрами для зародышей кавитации в данном случае являются образовавшиеся в объеме расплава кристаллы. Детально исследована эволюция кавитирующего расплава во времени. Показано, что рост пузырьков приводит к сильным пульсациям давления в среде. Получено, что часть пузырьков, образовавшихся на стадии нуклеации, в конечном итоге схлопываются, однако конечное их число остается существенным. Построены зависимости доли кристаллической массы и объемной концентрации пузырьков от времени. Найдено время полного затвердевания расплава. Показана существенная зависимость конечного размера кристаллических зерен и кавитационных включений в затвердевшем материале от скорости охлаждения расплава.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilcox W.R., Kuo V.H.S. Gas bubble nucleation during crystallization // J. Cryst. Growth – 1973. –Vol. 19. – P. 221-228.
2. Gegusin Ya.E., Dzyuba A.S. Crystallization of a gas-saturated melt // J. Cryst. Growth. - 1981. – Vol. 52. – P. 337 - 344.
3. Wei P.S., Kuo Y.K., Chiu S.H., Ho C.Y. Shape of a pore trapped in solid during solidification // Int. J. Heat Mass Transfer – 2000. – Vol. 43, N 2. – P. 263 - 280.
4. Fedorchenko A.I., Chernov A.A. Exact solution of the problem of gas segregation in the process of crystallization // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – Vol. 46. – P. 915 – 919.
5. Скрипов В.П., Коверда В.П. Спонтанная

кристаллизация переохлажденных жидкостей. – М.: Наука, 1984. – 231 С.
6. German H. Ultrarapid quenching of liquid alloys, Treatise on Material Science Technology. Vol. 8. - London: Academic Press, 1981. – 448 P.
7. Zhang X.C., Xu B.S., Xuan F.Z., Tu S.T., Wang H.D., Wu Y.X. Porosity and effective mechanical properties of plasma-sprayed Ni-based alloy coatings // Appl. Surf. Sci. – 2009. –Vol. 255. – P. 4362 - 4371.
8. Salimijazi H.R., Raessi M., Mostaghimi J., Coyle T.W., Study of solidification behavior and splat morphology of vacuum plasma sprayed Ti alloy by computational modeling and experimental results // Surf. Coat. Technol. – 2007. –Vol. 201. – P. 7924 – 7931.
9. Bengtsson P., Johannesson T., Characterization of microstructural defects in plasmasprayed thermal barrier coatings // J. Therm. Spray Technol. – 1995. –Vol. 4, N 3. – P. 245 – 251.
10. Kuroda S., Clyne T.W., Quenching stress in thermally sprayed coatings // Thin Solid Films – 1991. –Vol. 200, N 1. – P. 49 – 66.
11. Chernov A.A. Theory of volumetric crystallization of the undercooled melt // Int. J. Heat Mass Transfer – 2009. –Vol. 52, N 13-14. – P. 3290 – 3296.
12. Lezhnin S.I., Chernov A.A. Growth of a new phase in a substance in a metastable state // J. Appl. Mech. Tech. Phys. – 2007. –Vol. 48, N 2. – P. 208 – 212.
13. Chernov A.A. Nonequilibrium mechanism of spherical crystal growth in overcooled melts, regarding substance shrinkage // J. Eng. Thermophys. – 2009. –Vol. 18, N 3. – P. 238 – 241.
14. Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация // ЖЭТФ – 1942. – Т. 12, N 11-12. – С. 525 – 538.
15. Регель А.Р., Глазов В.М. Физические свойства электронных расплавов. – М.: Наука, 1980. – 295 С.
16. Станкус С.В. Изменение плотности элементов при плавлении. Методы и экспериментальные данные. – Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1991. – 78 С.
17. Fedorchenko A.I., Chernov A.A. Simulation of the microstructure of a thin metal layer quenched from a liquid state // Int. J. Heat Mass Transfer – 2003. –Vol. 46, N 5. – P. 921 – 929.