

PACS: 44.05.+e

А.Б. Лысенко, Г.В. Борисова, О.Л. Кравец

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ЗАКАЛКЕ СПЛАВОВ ИЗ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ

Днепродзержинский государственный технический университет
ул. Днепростроевская, 2, г. Днепродзержинск, 51918, Украина

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2003 года

Предложена методика расчета скорости охлаждения в тонкого слоя расплавленного металла на массивной теплопроводящей подложке. Проведены расчеты величины v слоя лантана на медной подложке в регулярном режиме охлаждения в зависимости от толщины слоя l и коэффициента теплоотдачи на границе расплав–подложка α и получено уравнение, связывающее скорость охлаждения с параметрами l и α . Путем сравнения расчетных и экспериментальных данных установлено, что значения коэффициента теплоотдачи возрастают с уменьшением толщины слоя. Определены зависимости $\alpha(l)$, характерные для различных методов закалки из расплава, и получено эмпирическое соотношение, описывающее зависимость скорости охлаждения от толщины слоя в диапазоне 10^{-1} – 10^4 μm .

1. Введение

Закалка из жидкого состояния сопровождается изменениями фазового состава и микроструктуры сплавов, которые способствуют формированию комплекса уникальных свойств. Степень метастабильности структуры быстрозакаленных сплавов повышается с ростом скорости охлаждения расплава v , что определяет ключевую роль этого параметра в процессах структурообразования. Величина v может быть найдена прямыми [1–9] и косвенными [10–12] экспериментальными методами, а также путем теоретического анализа уравнений теплопроводности [13–15].

В настоящей работе предложен алгоритм расчета скорости быстрой закалки, основанный на численном решении задачи о передаче тепла между тонким слоем расплавленного металла и полубесконечной подложкой-холодильником и о дальнейшем согласовании результатов моделирования с массивом соответствующих экспериментальных данных. В отличие от аналогичных исследований, выполненных ранее [13–15], разработанный метод позволяет рассчитывать величину v дифференцированно для зон расплава, лежащих на разных расстояниях от закалочной поверхности, с учетом температурных зависимостей теплофизических характеристик расплава и мате-

риала подложки, а также эффектов прогрева контактных слоев холодильника и зависимости теплопроводящей способности границы расплав–подложка от способа быстрого охлаждения.

2. Постановка задачи

При формулировке тепловой задачи полагали, что в результате соударения порции жидкого металла с подложкой на ее поверхности образуется однородный слой расплава толщиной l . Расплав во всем объеме имеет некоторую исходную температуру $T_m + \Delta T$ (где T_m – температура плавления исследуемого металла, ΔT – степень предварительного перегрева расплава) и начинает охлаждаться одновременно во всех точках контакта с холодильником лишь после завершения процессов растекания.

Тепловыми потерями со стороны свободной поверхности пленки пренебрегали в сравнении с потоком тепла, проходящим через границу раздела расплава с подложкой. Рассматривали одномерную схему теплоотвода в направлении, перпендикулярном контактной поверхности подложки. Предполагали, что контакт расплава с холодильником не является идеальным, в силу чего тепловой поток из пленки в подложку определяется конечной величиной коэффициента теплоотдачи α .

Считали, что до контакта с расплавом подложка имеет определенную начальную температуру T_0 . В процессе охлаждения слоя расплава температура приграничных слоев подложки повышается в соответствии с условием теплопередачи со стороны расплава, в то время как на большом удалении от закалочной поверхности ее температура остается неизменной.

Математический базис модели представляли уравнениями теплопроводности Фурье [16] для расплава (1) и подложки (5) и соответствующими краевыми условиями (2)–(4) и (6), (7), отражающими основные физические аспекты рассматриваемой задачи:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1(x_1, t)}{\partial t} = k_1 \frac{\partial^2 T_1(x_1, t)}{\partial x_1^2}, \quad (1)$$

$$T_1(x_1, 0) = T_m + \Delta T, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T_1(x_1, t)}{\partial x_1} \right|_{x_1=0} = 0, \quad (3)$$

$$-k_1 \left. \frac{\partial T_1(x_1, t)}{\partial x_1} \right|_{x_1=l} = \alpha [T_1(l, t) - T_2(0, t)], \quad (4)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2(x_2, t)}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 T_2(x_2, t)}{\partial x_2^2}, \quad (5)$$

$$T_2(x_2, 0) = T_0, \quad T_2(x_2 \rightarrow \infty, t) = T_0, \quad (6)$$

$$k_2 \frac{\partial T_2(x_2, t)}{\partial x_2} \Big|_{x_2=0} = \alpha [T_2(0, t) - T_1(l, t)], \quad (7)$$

где $T_i(x_i, t)$, c_i , ρ_i , k_i – соответственно температура, теплоемкость, плотность и теплопроводность расплава ($i = 1$) или подложки ($i = 2$); x_i – координата в направлении теплоотвода в пределах слоя расплава ($i = 1$, $0 \leq x_1 \leq l$) или подложки ($i = 2$, $0 \leq x_2 < \infty$); t – время.

Решение системы уравнений (1)–(7) осуществляли методом конечных разностей [17] с использованием явной разностной схемы. Расчеты проводили для однофазного жидкого состояния охлаждающегося слоя, т.е. до момента достижения контактной поверхностью температуры плавления.

Разработанный алгоритм применяли для анализа режимов быстрого охлаждения лантана, поскольку, во-первых, для этого металла надежно установлены температурные зависимости плотности, теплоемкости и теплопроводности [18], а, во-вторых, сплавы на его основе обладают высокой склонностью к формированию метастабильных кристаллических и аморфных фаз при закалке из жидкого состояния [19].

3. Анализ результатов моделирования

На рис. 1 представлены графики изменения температуры и скорости охлаждения со временем в слоях расплавленного лантана различной толщины, контактирующих с массивной медной пластиной. В обоих рассматриваемых случаях расчеты проводили при одинаковых значениях параметров ΔT , T_0 и α .

Как видно из рисунка, одной из характерных черт зависимостей $v(t)$ является то, что слой расплава (3), контактирующий с подложкой, в первые моменты закалки охлаждается наиболее интенсивно, а затем его скорость охлаждения монотонно снижается. Наоборот, в центральной (2) и поверхностной

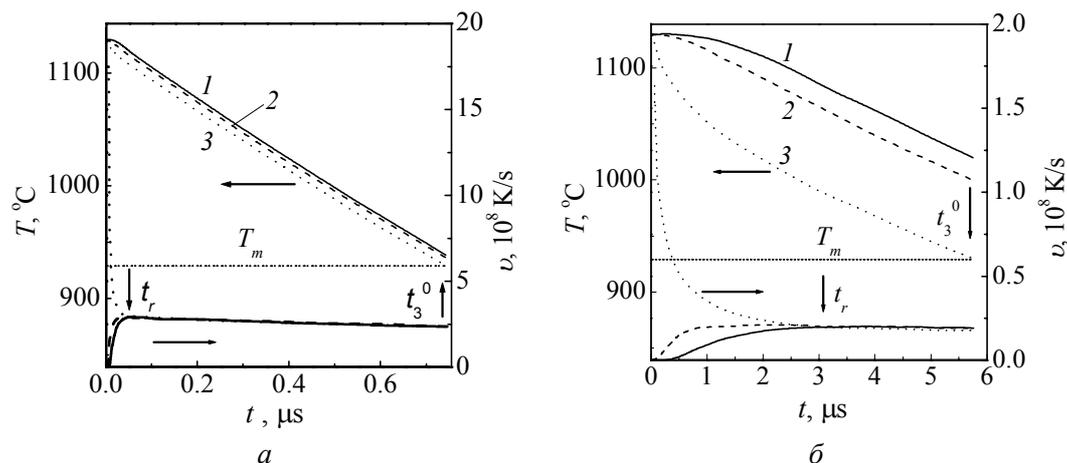


Рис. 1. Графики изменения со временем температуры и скорости охлаждения для свободной (сплошные линии, 1), центральной (штриховые, 2) и контактной (пунктирные, 3) зон пленок жидкого лантана толщиной 1 μm (а) и 10 μm (б), охлаждающихся на Си-подложке. Условия охлаждения: $\Delta T = 200^\circ\text{C}$; $T_0 = 20^\circ\text{C}$; $\alpha = 5 \cdot 10^5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

(1) зонах скорость охлаждения сначала возрастает, а после достижения некоторого одинакового для всех зон значения начинает уменьшаться. Различия начальных режимов охлаждения исследуемых зон и их последующее выравнивание приводят к возникновению в исходно однородных слоях расплава градиента температуры, который сохраняется на более поздних этапах процесса. С ростом толщины пленки жидкого металла количественные показатели температурной неоднородности ΔT_{1-2} и ΔT_{1-3} , фиксируемые в момент t_3^0 достижения контактной зоной температуры плавления, увеличиваются (рис. 2).

Другим общим признаком рассматриваемых графиков является установление во всем объеме расплава с некоторого момента времени t_r регулярного режима, при котором различные зоны охлаждаются с близкими по величине скоростями.

Длительность нерегулярного этапа закалки для тонких ($l \leq 1 \mu\text{m}$) пленок составляет малую долю от общей продолжительности пребывания расплава в перегретом состоянии. При увеличении толщины слоя расплава начальные различия режимов охлаждения сохраняются в течение более длительных промежутков времени, которые приближаются к t_3^0 (рис. 2).

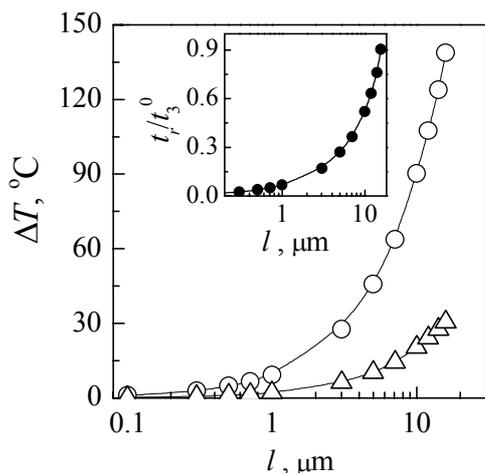


Рис. 2. Влияние толщины пленки жидкого лантана на степень ее температурной неоднородности (ΔT_{1-2} – Δ , ΔT_{1-3} – \circ) и продолжительность нерегулярного этапа быстрой закалки t_r/t_3^0 (вставка) при условиях охлаждения, аналогичных рис. 1

Результаты проведенных расчетов показывают, что учет неоднородного распределения температуры в слое расплава позволяет наиболее адекватно представить картину теплопереноса в условиях закалки из жидкого состояния, отражающую как различия величины v по сечению слоя, так и особенности перехода всего объема к регулярному режиму. Основываясь на этом принципе решения тепловой задачи, сделаем специальную оговорку относительно используемой далее методики расчета скорости охлаждения.

Очевидно, что используемый авторами [13,14] прием усреднения величины v по диапазону температур для зоны 3 (см. рис. 1) будет давать завышенное значение, а для зон 1 и 2 – заниженные значения по сравнению со скоростью охлаждения расплава на стадии регулярного режима. Поскольку роль скорости охлаждения, как фактора, влияющего на процессы структурообра-

зования, проявляется при температурах $T < T_m$, то, с нашей точки зрения, предметом анализа должны служить не лишённые конкретного физического содержания значения \bar{v} , а значения скорости охлаждения в момент достижения контактной зоной расплава температуры плавления, т.е. v_3^0 *

Как следует из уравнений (1)–(7), результаты решения тепловой задачи должны зависеть от теплофизических свойств (c , ρ , k) жидкого металла и материала подложки, а также от степени предварительного перегрева расплава ΔT , начальной температуры холодильника T_0 , толщины слоя расплава l и качества его контакта с закалочной поверхностью, характеристикой которого служит коэффициент теплоотдачи α . Расчеты показали, что из всех перечисленных факторов наиболее существенное влияние на значения скорости охлаждения и на время перехода в регулярный режим оказывают параметры l и α .

С целью более детального изучения влияния этих параметров на скорость охлаждения была проведена серия модельных расчетов зависимостей $v(l, \alpha)$ для заданной комбинации расплав (La)–подложка (Cu) при фиксированных значениях $\Delta T = 200^\circ\text{C}$ и $T_0 = 20^\circ\text{C}$, типичных для процессов закалки. Пределы варьирования толщины слоя расплава задавали такими, чтобы они покрывали весь спектр значений l , отраженный в работах по измерению скоростей охлаждения, а именно от толщин $\sim 0.1 \mu\text{m}$ [12], которые фиксируются в локальных участках фольг, полученных методом выстрела, до нескольких миллиметров, являющихся характерными размерами вершинных участков клиновидных отливок [3].

При выборе области изменений коэффициента α полагали, что процессы переноса тепла подчиняются закономерностям ньютоновского и промежуточного режимов охлаждения [9,13]. Значения α , разграничивающие эти два режима, находили из условия [9]: $Bi = 0.015$, где $Bi = \alpha l / k_1$ – критерий Био. Таким образом, было установлено, что при изменении толщины слоя расплава от 0.1 до 3000 μm верхняя граница области ньютоновского режима охлаждения проходит интервал значений α от $3 \cdot 10^6$ до $10^2 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Затем для ряда значений коэффициента теплоотдачи из найденного интервала определяли максимальную толщину пленки l_{max} , при которой за промежуток времени t_3^0 в объеме расплава успевает установиться регулярный режим охлаждения, и дальнейшие расчеты выполняли только для $l \leq l_{\text{max}}$. Отсюда следует, что все приводимые ниже значения скоростей охлаждения соответствуют стадии регулярного режима.

На рис. 3 изображены зависимости скорости охлаждения от толщины слоя расплава, рассчитанные для различных значений α . Видно, что значения скоростей охлаждения существенно зависят от толщины слоя и коэффициента теплоотдачи. Причем, как показали расчеты, несмотря на наличие

* С целью упрощения записи далее для скорости быстрой закалки будем использовать обозначение v вместо v_3^0 .

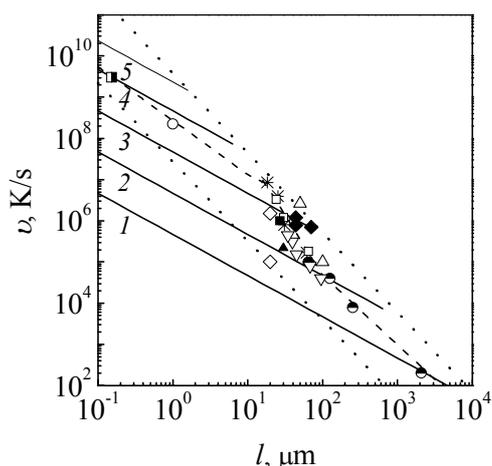


Рис. 3. Сравнение скоростей охлаждения слоев жидкого La различной толщины, рассчитанных при $\Delta T = 200^\circ\text{C}$; $T_0 = 20^\circ\text{C}$ для различных значений коэффициента теплоотдачи, $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$: 1 – 10^3 , 2 – 10^4 , 3 – 10^5 , 4 – 10^6 , 5 – $5\cdot 10^6$ (сплошные линии) с экспериментальными оценками: \circ – [1], \bullet – [2], \odot – [3], Δ – [4], \blacktriangle – [5], ∇ – [6], $*$ – [7], \square – [8], \blacksquare , \blacklozenge , \diamond – [9], \square – [12]. Ломаной штриховой линией показана аппроксимация экспериментальных данных для трех групп методов закалки расплава (см. текст)

большого числа параметров в уравнениях (1)–(7), скорость охлаждения пропорциональна отношению α/l , что характерно для ньютоновского и промежуточного режимов охлаждения [6,8,13,14].

Математической обработкой результатов моделирования получено уравнение, с помощью которого можно рассчитывать скорость быстрой закалки по заданным значениям двух основных переменных l и α :

$$\lg[v(l, \alpha)] = 2.67 + \lg(\alpha/l). \quad (8)$$

Для практического использования выражения (8) необходимо определить значения α , которые наиболее адекватно отражают условия передачи тепла на границе между пленкой расплава и холодильником. С этой целью представленные на рис. 3 результаты модельных расчетов были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными прямыми измерениями скорости охлаждения [1–9] или ее оценкой по характерным деталям микроструктуры быстрозакаленных сплавов [12]. Анализ взаимного расположения экспериментальных точек и рассчитанных зависимостей $\lg[v(l, \alpha)]$ позволяет установить ряд закономерностей термического режима процессов закалки из расплава.

Во-первых, легко заметить, что вся совокупность экспериментальных данных размещается в пределах полосы значений, выделенной пунктирными линиями. Верхняя граница этой полосы проходит вблизи крайних точек графиков $v(l, \alpha)$, которые, как отмечалось выше, соответствуют предельным значениям толщины слоев, переходящих в регулярный режим охлаждения за время $t_r \leq t_3^0$. Это означает, что и в экспериментах по измерению скорости охлаждения регулярный режим успевал установиться прежде, чем расплав переохлаждался ниже температуры плавления. Следовательно, реальные условия закалки из жидкого состояния удовлетворительно описываются комбинацией моделей ньютоновского и промежуточного охлаждения для значений критерия Био, близких к граничному значению $Bi = 0.015$, и характеризуются достаточно быстрым переходом расплава к регулярному режиму.

Во-вторых, рис. 3 свидетельствует, что полоса экспериментально измеренных значений скорости охлаждения имеет наклон, существенно отличающийся от наклона зависимостей $\lg[v(l, \alpha)]$, полученных расчетом. Это говорит о том, что нет такого единого значения или относительно небольшого интервала значений α , подстановкой которых в формулу (8) можно было бы добиться согласования результатов моделирования со всем множеством экспериментальных данных.

Действительно, как видно из рис. 3, скорости охлаждения, которые фиксируются в отливках полутолщиной 2100; 250 и 125 μm [3], практически совпадают с результатами решения тепловой задачи для $\alpha = 10^3$; $5 \cdot 10^3$ и 10^4 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ соответственно. Экспериментальные значения v , присущие пленкам толщиной 30–100 μm [2,4–8], располагаются между ветвями графических зависимостей для $\alpha = 10^4$ и $5 \cdot 10^5$ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, а точки, отвечающие тончайшим (~ 0.15 μm) слоям расплава [12], ложатся на график, построенный для $\alpha = 10^6$ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Выполненный анализ приводит к выводу, что в реальных условиях эксперимента параметры l и α не являются независимыми переменными, а именно, с уменьшением толщины слоя расплава коэффициент теплоотдачи увеличивается.

Для установления количественного соотношения между анализируемыми параметрами экспериментальные точки, расположенные на рис. 3 в различных интервалах значений l , условно разобьем на три группы. К первой отнесем точки для $l > 100$ μm . Быстроохлажденные образцы такой толщины обычно получают в виде кокильных отливок. Соответствующие этому способу быстрой закалки значения α по разным оценкам изменяются в пределах от 10^2 до 10^4 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, а максимальные сечения отливок достигают нескольких миллиметров. Тонкие ($l < 1$ mm) отливки производят с помощью всасывающего кокиля или литьем под давлением. Использование этих технологических приемов приводит к улучшению термического контакта расплава со стенками изложницы и, следовательно, к увеличению значений α . Таким образом, в области значений $l > 100$ μm характер экспериментальной зависимости $v(\alpha, l)$ определяется совместным и приблизительно равнозначным влиянием обоих факторов – толщины слоя расплава и величины коэффициента теплоотдачи.

Точки второй группы расположены в интервале значений l от 20 до 100 μm , характерном для большинства способов быстрого охлаждения, таких как спиннингование расплава, закалка в валках, методы поршня и наковальни или двух поршней и др. При этих методах закалки слои расплава формируются на поверхности движущихся подложек. С повышением скорости перемещения закалочных поверхностей создаются предпосылки для одновременного уменьшения толщины лент, фольг или чешуй и увеличения относительной площади контакта расплава с подложкой, что равносильно росту значения α . Причем, судя по результатам работ [6–8], преобладающий вклад в величину скорости охлаждения вносят изменения коэффициента α .

Наименее изученной в силу существенных экспериментальных трудностей является область значений $l < 20 \mu\text{m}$, содержащая точки третьей группы. Столь тонкие фольги, как правило, производят методом выстрела, в котором мельчайшие капли расплава размазываются на подобной лыжному трамплину подложке. Использование взрывной волны в качестве средства транспортировки расплава обеспечивает околозвуковые скорости соударения капель с подложкой, что, в свою очередь, приводит к практически полному контакту расплава с закалочной поверхностью и достижению максимальных значений $\alpha \approx 2.5 \cdot 10^6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ [20]. Следовательно, при закалке расплавов методом выстрела изменения скорости охлаждения определяются в большей степени изменениями толщины слоя расплава, нежели вариациями величины коэффициента теплоотдачи.

Рассмотренные выше особенности зависимости $v(\alpha, l)$, проявляющиеся в различных интервалах значений l , могут быть аппроксимированы функцией в виде ломаной линии, отдельные участки которой отличаются величиной углового коэффициента (штриховая линия на рис. 3). Подобная функция отражает не только общую тенденцию роста α с уменьшением l , но и особенности взаимосвязей $v(\alpha, l)$, присущие различным способам быстрой закалки. Для ее построения экспериментальные точки, принадлежащие каждой из трех групп, подвергали линейному усреднению методом наименьших квадратов. Далее по координатам точек пересечения локальных эмпирических зависимостей с ветвями модельных графиков $v(l, \alpha)$ в логарифмических координатах определяли толщины слоя расплава, которые соответствуют применяемым в расчетах дискретным значениям коэффициента теплоотдачи. Найденные таким образом взаимосвязанные величины использовали для построения уравнения, избирательно согласующего исследуемые параметры в области больших, средних и малых значений l :

$$\lg(\alpha) = \begin{cases} 5.39 - 0.69 \lg(l) & \text{для } l > 100 \mu\text{m}, \\ 7.86 - 1.93 \lg(l) & \text{для } 20 \leq l \leq 100 \mu\text{m}, \\ 5.76 - 0.31 \lg(l) & \text{для } l < 20 \mu\text{m}. \end{cases} \quad (9)$$

Подстановка (9) в (8) приводит к зависимости $v(l)$, которая позволяет рассчитывать скорости охлаждения расплава по измеренным значениям единственного параметра – толщины быстрозакаленных образцов:

$$\lg(v) = \begin{cases} 8.06 - 1.69 \lg(l) & \text{для } l > 100 \mu\text{m}, \\ 10.53 - 2.93 \lg(l) & \text{для } 20 \leq l \leq 100 \mu\text{m}, \\ 8.43 - 1.31 \lg(l) & \text{для } l < 20 \mu\text{m}. \end{cases} \quad (10)$$

Применение соотношений (10) для ряда характерных значений l дает следующую оценочную шкалу скоростей охлаждения

$l, \mu\text{m}$	2000	1000	500	100	70	40	20	10	5	1	0.5	0.1
$v, \text{K/s}$	$3 \cdot 10^2$	10^3	$3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$	10^5	$7 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$	10^7	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^9$

Сравнение полученной шкалы с массивом опытных данных свидетельствует об их хорошем согласии во всем используемом в экспериментальной практике диапазоне величин l , а значит, и о корректности уравнения (10).

4. Выводы

1. Методом численного решения уравнений теплопроводности проведен анализ режимов охлаждения тонкого слоя расплава лантана на массивной медной подложке. Показано, что процесс охлаждения последовательно проходит две стадии: начальную, на которой скорости охлаждения по сечению слоя различны, и регулярную, когда весь объем расплава охлаждается в едином режиме.

2. Установлено, что на скорость охлаждения в регулярном режиме наибольшее влияние оказывают толщина слоя расплава l и величина коэффициента теплоотдачи α . Обработкой результатов моделирования показана пропорциональность скорости охлаждения отношению α/l , что характерно для ньютоновского и промежуточного режимов охлаждения.

3. Сопоставление результатов моделирования с большим набором экспериментально измеренных скоростей охлаждения позволило установить особенности взаимосвязей $\alpha(l)$, характерные для различных модификаций метода быстрой закалки, и получить эмпирическое уравнение для расчета скорости охлаждения при температуре плавления в зависимости от толщины быстроохлажденных образцов.

1. P. Predecki, A.W. Mullendore, N.J. Grant, Trans. Met. Soc. AIME **233**, 1581 (1965).
2. И.С. Мирошниченко, В.И. Захаров, Заводская лаборатория **35**, 302 (1969).
3. В.М. Пасальский, А.Ф. Поляся, И.И. Чалый, в сб.: Рост и дефекты металлических кристаллов, Наукова думка, Киев (1972), с. 427.
4. А.Ф. Поляся, В.Н. Гудзенко, В.М. Бродский, там же, с. 421.
5. В.Т. Борисов, А.И. Духин, там же, с. 408.
6. B.P. Bewlay, B. Cantor, Intern. J. Rapid Solidification **2**, 107 (1986).
7. В.И. Ткач, А.И. Лимановский, С.Н. Денисенко, Металлофизика **15**, № 11, 81 (1993).
8. V.I. Tkatch, S.N. Denisenko, O.N. Beloshov, Acta Mater. **45**, № 7, 284 (1997).
9. H. Jones, Rep. Progr. Phys. **36**, 1425 (1973).
10. H. Matyja, B.C. Giessen, N.J. Grant, J. Inst. Metals **96**, 30 (1968).
11. H. Jones, Mater. Sci. Eng. **65**, 145 (1984).
12. H.A. Davies, B.J. Hull, J. Mater. Sci. **11**, 215 (1976).
13. R.C. Ruhl, Mater. Sci. Eng. **1**, 313 (1967).
14. H. Jones, Treatise Mater. Sci. Technol. **20**, 1 (1981).
15. И.С. Мирошниченко, Закалка из жидкого состояния, Металлургия, Москва (1982).
16. А.В. Лыков, Теория теплопроводности, Высшая школа, Москва (1967).
17. А.А. Самарский, Введение в численные методы, Наука, Москва (1987).

18. И.П. Мардыкин, В.И. Кашин, П.П. Сбитнев, Изв. АН СССР, Металлы, № 6, 77 (1973).
19. А.Б. Лысенко, А.А. Якунин, В.И. Ткач, Г.В. Борисова, в сб.: Аморфные металлические сплавы, Металлургия, Москва (1983), с. 18.
20. M.J. Tenwick, H.A. Davies, in: Proc. of 5th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals, North-Holland, Amsterdam (1985), p. 67.

A.B. Lysenko, G.V. Borisova, O.L. Kravets

CALCULATION OF THE COOLING RATE UNDER QUENCHING OF ALLOYS FROM LIQUID STATE

The procedure for calculation of cooling rate v of a thin layer of molten metal on massive heat conducting substrate is proposed. The calculations of values of v for a layer of lanthanum on a copper substrate at regular regime as a function of the layer thickness l and the heat transfer coefficient at the melt-substrate interface α have been performed and the equation which relates the cooling rate with the parameters l and α has been obtained. By comparison between the calculated and experimental data it has been established that values of the heat transfer coefficient increase with lowering of layer thickness. The $\alpha(l)$ dependencies specific for various melt-quenching techniques have been determined and the empirical relation which describes the rate of cooling as a function of the layer thickness ranged from 10^{-1} to $10^4 \mu\text{m}$ has been obtained.

Fig. 1. Plots of temperature and cooling rate changes vs time for free (solid lines, 1), central (dashed lines, 2) and contact (dotted lines, 3) zones of liquid lanthanum layers $1 \mu\text{m}$ (a) and $10 \mu\text{m}$ (b) thick cooled on Cu-substrate. Conditions of cooling: $\Delta T = 200^\circ\text{C}$; $T_0 = 20^\circ\text{C}$; $\alpha = 5 \cdot 10^5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

Fig. 2. Effect of liquid lanthanum layer thickness on a degree of its temperature non-uniformity ($\Delta T_{1-2} - \Delta$, $\Delta T_{1-3} - \circ$) and on a duration t_r/t_3^0 of irregular stage of quenching (inset) for the same as in Fig. 1 cooling conditions

Fig. 3. A comparison between the cooling rates vs thickness calculated for liquid La layers for $\Delta T = 200^\circ\text{C}$ and $T_0 = 20^\circ\text{C}$ and for various heat transfer coefficients $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$: 1 – 10^3 , 2 – 10^4 , 3 – 10^5 , 4 – 10^6 , 5 – $5 \cdot 10^6$ (solid lines) and those experimentally estimated: \circ – [1], \bullet – [2], \ominus – [3], Δ – [4], \blacktriangle – [5], ∇ – [6], $*$ – [7], \square – [8], \blacksquare , \blacklozenge , \diamond – [9], \blacksquare – [12]. The kinked dashed curve approximates the experimental data for three groups of melt-quenching processes (see the text)