



УДК 669.187.56:51.01.57

## УДАЛЕНИЕ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ ПРИ ЭЛЕКТРОШЛАКОВОМ ПЕРЕПЛАВЕ

В. Б. Охотский

Разработаны модели коалесценции жидких фаз при волновом и вязком режимах движения расплава. Расчетные по моделям данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами. Показано, что коалесценция неметаллических включений наиболее вероятна при низкой их вязкости. Модель Хэндлоса–Барона достаточно хорошо описывает удаление неметаллических включений из капель металла при электрошлаковом переплаве.

Models of coalescence of liquid phases at wave and viscous conditions of the melt motion have been developed. Data, calculated from the models, are correlated with experimental results. It is shown that the coalescence of non-metallic inclusions is most probable at their low viscosity. Model of Handlos-Baron describes appropriately the removal of non-metallic inclusions from the metal drops during electroslag remelting.

**Ключевые слова:** неметаллические включения; коалесценция; массоперенос

Уже первые опыты электрошлакового переплава показали, что содержание оксидных неметаллических включений в стали после переплава снижается [1]. Предполагая, что это связано с коалесценцией неметаллических включений, авторы работы [2] провели соответствующие эксперименты, которые анализировали с использованием выражений, полученных в 1946 г. Я. И. Френкелем для вязких и невязких коалесцирующих жидкостей. В работах [3–4] получены количественные данные о степени очистки стали от неметаллических включений при электрошлаковом переплаве, а в работе [5] составлена модель этого процесса в предположении, что включения удаляются главным образом при стекании пленки плавящегося металла с электрода.

Вопросы коалесценции жидкостей изучаются также в химической технологии [6], частным случаем которой являются сталеплавильные процессы.

Представляется целесообразным вернуться к анализу процессов коалесценции и удаления из стали неметаллических включений при ЭШП, рассмотрев их с позиций волновой гидродинамики и массопереноса [7].

**Коалесценция включений.** Коалесценция невязких жидкостей может рассматриваться как движение капиллярной волны. Если капля жидкости 1 первоначального радиуса  $R_0$  входит в контакт с жидкостью 2, то радиус зоны контакта  $R$  будет увеличиваться во времени со скоростью растекания  $u$ , являющейся скоростью движения капиллярной волны длиной  $\lambda = 2\pi R$ . При этом,

принимая во внимание, что толщина слоя растекающейся жидкости  $\delta \approx 4R_0^3/R^2$  меньше длины волны,  $u = 2\pi(\sigma\delta)^{1/2}/(\rho_1 + \rho_2)\lambda$  [8].

Тогда за время  $\partial\tau$  радиус зоны контакта увеличится на  $\partial R = u\partial\tau$ , откуда, интегрируя это выражение в пределах  $R = 0$  при  $\tau = 0$  и  $R = R$  при  $\tau = \tau$ , получим

$$R^2 = (2)^2\tau [\sigma R_0/3(\rho_1 + \rho_2)]^{1/2}. \quad (1)$$

Если в качестве характерного момента коалесценции использовать условие  $R = R_0$ , как в работе [2], то он наступит через время

$$\tau = [3R_0^3(\rho_1 + \rho_2)/(2)^4\sigma]^{1/2}. \quad (2)$$

При характеристике скорости коалесценции продолжительностью достижения толщины слоя растекающейся жидкости, как в работе [6],

$$\tau = [R_0^5(\rho_1 + \rho_2)/3\sigma]^{1/2}/\delta. \quad (3)$$

Если растекается вязкая жидкость, то скорость растекания будет лимитироваться вязким течением жидкости в условиях, когда гравитационная сила  $F_g = \Delta\rho g\delta\pi R^2$ , где  $\Delta\rho$  — разность плотностей;  $g$  — гравитационное ускорение, и сила сопротивления вязкому движению  $F_\eta = 6\pi u\eta R$  [9], где  $\eta$  — вязкость растекающейся жидкости, откуда скорость растекания

$$u = 2\Delta\rho g R_0^3/9R\eta. \quad (4)$$

Путем рассуждений, аналогичных приведенным выше, получим, что интегральная продолжительность коалесценции для условия  $R = R_0$  составляет

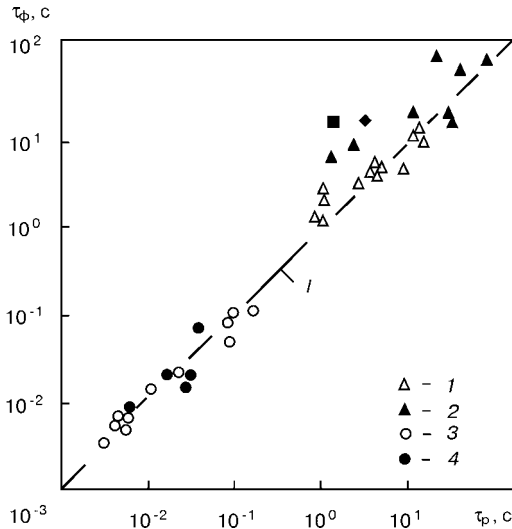


Рис. 1. Продолжительность коалесценции жидких фаз при волновом (1, 3) и вязком (2, 4) режимах растекания: I — линия равных значений; 1, 2 — экспериментальные данные, полученные в работе [6]; 3, 4 — то же в работе [2]

$$\tau = 9\eta / (2)^2 \Delta\rho g R_0, \quad (5)$$

а для условия достижения толщины слоя растекающейся жидкости

$$\tau = 3\eta / \Delta\rho g \delta. \quad (6)$$

Полученные выражения близки по структуре к уравнениям Я. И. Френкеля, но отличаются количественно, а в некоторых случаях и качественно.

Переход от волнового режима коалесценции жидкостей к вязкому происходит при равенстве скоростей растекания жидкости в этих двух режимах и описывается выражением

$$\eta \geq \Delta\rho g [R_0^5(\rho_1 + \rho_2) / (3)^3 \sigma]^{1/2}. \quad (7)$$

Применительно к условиям эксперимента [6] для холодных жидкостей по выражениям (3) и (6) и условиям [2] для шлаковых расплавов по уравнениям (2) и (5) была рассчитана продолжительность коалесценции  $\tau_p$ , которая на рис. 1 сопоставлена с фактически фиксируемой в эксперименте  $\tau_\phi$ . Как для холодных жидкостей, так и для шлаковых расплавов опытные точки располагаются весьма близко к линии равных значений I. Наблюдаемые отклонения для холодных жидкостей связаны, по-видимому, с ошибкой при определении величины  $\delta$ , составляющей порядка  $10^0 \dots 10^1$  мкм, и возможным наличием в исследуемых жидкостях поверхностно-активных веществ [6]. Отклонения для шлаковых расплавов, возможно, вызваны неточностью определения их физических свойств.

Замечено, что при различной вязкости капель шлака [2] продолжительность их коалесценции в вязком режиме растекания определяется растеканием менее вязкого шлака. Анализ уравнений для перикинетической и ортокинетической коагуляции (коалесценции), выполненный в работах [10, 11], показывает, что скорость последней на несколько

порядков больше при коагуляции неметаллических включений в стали.

В условиях сталеплавильной ванны, в которой происходит движение металла вследствие гравитационного или механического перемешивания, коалесценция включений возможна в результате разницы их размеров и, соответственно, например, разницы в скорости всплывания  $w = 2\Delta\rho_{м-в}gR_0^2/9\eta_m$ , где  $\Delta\rho_{м-в}$  — разница плотностей металла и включений;  $\eta_m$  — вязкость металла. Если задаться радиусом большего из двух включений  $R_{01}$ , которое быстрее всплывает и поэтому догоняет меньшее, а меньшего  $R_{02}$ , то, например, при  $R_{01} = 100$  мкм и  $R_{02} = 10$  мкм скорость их относительного движения  $\Delta w$  составит 0,36 см/с.

Можно предположить, что условием коалесценции включений при их контакте будет большая продолжительность обтекания большим включением меньшего, чем растекания меньшего по поверхности большего или, что скорость их относительного движения меньше скорости растекания меньшего включения по большему.

Если задаться волновым режимом коалесценции и воспользоваться выражениями для  $u$ , приведенными выше, то первое условие выполняется при

$$R_{02} \leq (2)^4 \pi^2 \sigma_{м-в} / 3(\rho_1 + \rho_2) \Delta w^2, \quad (8)$$

а второе — при

$$R_{02} \leq (2)^2 \sigma_{м-в} / 3(\rho_1 + \rho_2) \Delta w^2, \quad (9)$$

где  $\sigma_{м-в}$  межфазное натяжение металл–включение, что для приведенных выше значений  $R_{01}$ ,  $R_{02}$  и  $\Delta w$  выполняется безусловно и достаточно контакта включений для их слияния.

При вязком режиме коалесценции включений гравитационная сила действует только при условии, что коалесцируют включения разной плотности, однако при этом появляется сила динамического напора в результате разницы в скорости всплывания включений разного размера, действующая при их контакте,  $F_w = c_f \rho_2 \Delta w^2 \pi R^2 / 2$ , где  $c_f \approx 1$ . Из условия  $F_g + F_w = F_\eta$  скорость растекания меньшего включения по большему в вязком режиме коалесценции будет

$$u = (c_f \rho_2 \Delta w^2 \pi R^2 / 2 + 4\Delta\rho g R_0^3) / 6\pi\eta R, \quad (10)$$

где  $\eta$  — меньшая из двух вязкостей большего и меньшего включений.

Из условия  $\partial R = u \partial t$  путем интегрирования величины  $R$  во времени получим, что продолжительность коалесценции до состояния  $R = R_{02}$  меньшего из включений составит

$$\tau = (6\eta_2 / c_f + \rho_2 \Delta w^2) \ln [1 + \pi c_f \rho_1 \Delta w^2 R^2 / 8\Delta\rho g R_0^3]. \quad (11)$$

При  $\Delta\rho \rightarrow 0$  и  $\tau \rightarrow \infty$  коалесценция не происходит. Для рассматриваемой в качестве примера вязкости включения  $1,0$  Н·с/м<sup>2</sup> включение радиусом 10 мкм будет коалесцировать в



течение 22 с, а радиусом 100 мкм — 144 с, что на несколько порядков больше продолжительности обтекания большим включением меньшего и коалесценция не осуществится. Таким образом, достаточно вязкие включения не коалесцируют, как и предполагалось в свое время [12]. Согласно работе [11], для того, чтобы продолжительность коалесценции включения радиусом 100 мкм стала меньше продолжительности его обтекания включением размером 100 мкм, необходимо, чтобы его вязкость была меньше  $6 \cdot 10^{-5}$  Н·с/м<sup>2</sup>, что нереально.

В отсутствие разницы плотностей контактирующих включений в качестве силы, обеспечивающей коалесценцию вязких включений, остается только динамический напор, под действием которого, когда большее включение догоняет меньшее и ударяется об него, возможна деформация включений в месте удара.

Если принять удар включений неупругим, то кинетическая энергия, превращающаяся в энергию деформации включения, составит  $T \approx m_2 \Delta w^2 / 2$ , а высота сегмента деформации шаровидного включения будет  $h \approx (2 \Delta w^2 R_0^2 \rho_2 / 3 E_2)^{1/2}$ , где  $E_2$  — модуль Юнга включения. Если допустить, что модуль Юнга для шлака составляет порядка  $10^9$  Н/м<sup>2</sup>, исходя из его значения, например, для воды [9], то деформация составит  $\sim 2 \cdot 10^{-6}$  см.

При  $\Delta \rho = 0$  скорость растекания меньшего включения по большему согласно работе [10] определяется только динамической составляющей, а продолжительность растекания аналогично приведенным выше рассуждениям можно представить выражением

$$\tau = (12 \eta_2 / c \rho_2 \Delta w^2) \ln (R_{02} / R_2'), \quad (12)$$

где  $R_2'$  — радиус зоны деформации включения, равный для шаровидного включения  $R_2' = [h(2R_0 - h)]^{1/2}$ . Для рассматриваемого примера  $R_2' = 6,3 \cdot 10^{-5}$  см и согласно данным работы [12] продолжительность коалесценции составляет 852 с, что на несколько порядков больше, чем продолжительность обтекания большим включением меньшего, и коалесценции не происходит.

Коагуляция твердых включений еще менее вероятна, так как их модуль Юнга больше, а степень деформации включений в зоне удара уменьшается, что делает проблематичной стабильность коагуляции включений в условиях движения металла относительно включений. К такому же выводу приходит и В. И. Явойский в работе [11].

**Удаление включений.** При набегании потока металла, содержащего включения, на границу раздела металл—шлак инерционное осаждение включений на этой границе невозможно из-за малой величины включений и, следовательно, критерия Стокса [13]. В этих условиях их выход на границу и коалесценция в шлаковом слое возможна, если путь потока металла  $S$  вдоль границы достаточно велик, а расстояние  $t$  включения от границы достаточно

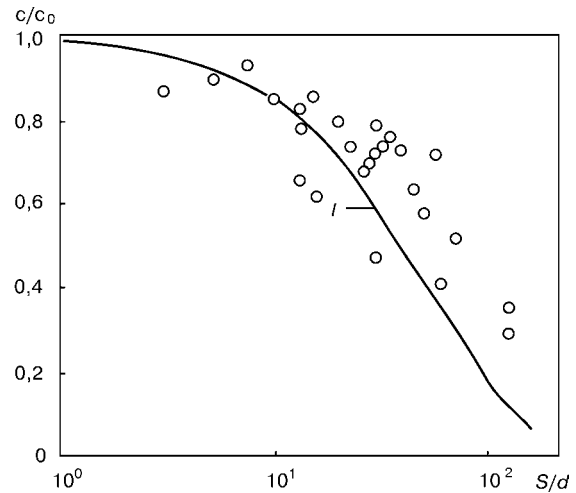


Рис. 2. Удаление неметаллических включений: I — расчетная кривая по уравнению (13); O — экспериментальные данные, полученные в работах [3, 4]

мало, чтобы при скорости потока  $v$  и скорости всплывания включения  $w$  выполнялось условие  $t/w \leq S/v$ . Тогда все включения, расположенные в слое потока толщиной  $t$ , коалесцируют в шлаке за один цикл перемешивания.

Ограниченность сведений о гидродинамике ванны при ЭШП [14] не позволяет оценить степень развития описанных процессов. В работе [15] показана возможность анализа процесса удаления неметаллических включений из стали на основе закономерностей массопереноса. Если капля металла диаметром  $d$ , оторвавшаяся от электрода, тонет в шлаке со скоростью  $u$ , то в ней возникают циркуляционные потоки [16], а внутренний массоперенос в капле может быть описан моделью Хендлоса и Барона [17], согласно которой коэффициент массопереноса  $\beta = 0,00375 u \eta_1 / (\eta_1 + \eta_2)$ , где  $\eta_1, \eta_2$  — динамическая вязкость металла и шлака соответственно. Тогда при удельной интенсивности массопереноса  $i = \beta c$ , где  $c$  — содержание в стали неметаллических включений, за время  $\partial \tau$  из металла удалится масса включений  $\partial m = i \pi d^2 \partial \tau$ , что вызовет изменение их концентрации в металле на величину  $\partial c = -6 \partial m / \pi d^3$ . Отсюда, произведя необходимые подстановки и интегрируя изменение концентрации в пределах  $c = c_0$  при  $\tau = 0$  и  $c = c$  при  $\tau = \tau$ , получим

$$c/c_0 = \exp [-0,0225(S/d) \eta_1 / (\eta_1 + \eta_2)]. \quad (13)$$

Экспериментальные данные об изменении суммарного содержания включений всех размеров при ЭШП шарикоподшипниковой стали ШХ-15 [3, 4] на рис. 2 сопоставлены с расчетной по уравнению (13) кривой I. Нетрудно заметить их удовлетворительное соответствие, а отклонения можно объяснить как возможными неточностями в определении физических свойств шлака и содержания в стали включений, так и принятыми при составлении модели допущениями.

1. Патон Б. Е., Медовар Б. И., Бойко Г. А. Электрошлаковая технология. — Киев: О-во «Знання» УССР, 1976. — 64 с.



2. Хлынов В. В., Горновой В. А., Сорокин Ю. В. Кинетика и слияние капель шлака // Изв. вузов. Черн. мет. — 1969. — № 6. — С. 16–21.
3. О характере движения капель стали в шлаке // В. В. Хлынов, Ю. В. Сорокин, О. А. Есин и др. // Там же. — 1964. — № 5. — С. 22–25.
4. Хлынов В. В., Есин О. А., Хасин Г. А. Механизм извлечения неметаллических включений из капель стали, движущихся в шлаке // Изв. АН СССР. Мет. и горное дело. — 1964. — № 2. — С. 26–30.
5. Вачугов Г. А., Хлынов В. В., Хасин Г. А. Об удалении неметаллических включений из металла при электрошлаковом переплаве // Сталь. — 1967. — № 6. — С. 511–515.
6. Vijanan S., Pocter A. B. Drop-drop and drop-interface coalescence in primary liquid-liquid dispersion separators // Chem. Ing. Techn. — 1975. — 47, N 18. — P. 748–755.
7. Охотский В. Б. Гидродинамика некоторых поверхностных явлений // Инженерно-физический журнал. — 1991. — 60, № 3. — С. 428–432.
8. Ламб Г. Гидродинамика. — Л., М.: ОГИЗ ГИТТЛ, 1947. — 928 с.
9. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. — М.: Мир, 1973. — 758 с.
10. Кройт Г. Р. Наука о коллоидах. — М.: Изд-во иностр. лит., 1955. Т. 1. — 538 с.
11. Явойцкий В. И. Теория процессов производства стали. — М.: Metallurgia, 1967. — 792 с.
12. Шенк Г. Физико-химия металлургических процессов. — Киев: ОНТИ ГНТИ Украины, 1936. Ч. 2. — 306 с.
13. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. — М.: Изд-во АН СССР, 1955. — 352 с.
14. Тепловые процессы при электрошлаковом переплаве // Под ред. Б. И. Медовара. — Киев: Наук. думка, 1978. — 304 с.
15. Охотский В. Б. Флотация неметаллических включений // Изв. вузов. Черн. мет. — 1997. — № 2. — С. 12–15.
16. Охотский В. Б. Циркуляция в каплях и пузырьках // Там же. — 1998. — № 8. — С. 19–21.
17. Охотский В. Б. Физико-химическая механика сталеплавильных процессов. — М.: Metallurgia, 1993. — 150 с.

Национальная металлургическая академия Украины,  
Днепропетровск  
Поступила 30.10.2000