А. И. Козлов

(Белорусский политехнический институт)

ВОПРОСЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В РАСПЛАВЕ СТЕКЛА

Для правильного построения технологии варки и расчетов производительности стекловаренных печей необходимо знание процессов распространения тепловых потоков внутри расплава. Данные о процессах передачи тепла также нужны при выборе геометрии (глубины) ванного бассейна. В настоящее время имеется ограниченное число работ, посвященных анализу теплообмена внутри расплава [1, 2]. Отчасти это объясняется трудностью проведения экспериментов на действующих агрегатах, сложностью природы процесса переноса тепла в стекломассе и отсутствием данных по теплофизическим (термотранспортным) параметрам в области высоких температур.

Трудности математического описания температурных полей состоят в том, что, помимо обычных конвективных потоков, на процессы передачи тепла накладывается перенос тепла излучением. Система интегро-дифференциальных уравнений, описывающих теплообмен, становится нелинейной и трудно поддается решению.

Интенсивность теплового потока, или параметр $\theta=\frac{T(x,\tau)}{T_0}$, в стекле в общем виде зависит от следующих величин:

$$\theta=f\,[T_{\text{ст}},\ \mu,\ \rho,\ \omega,\ (\rho\beta),\ x,\ K_\Sigma,\ a], \tag{1}$$

где μ и ρ — соответственно кинематическая вязкость и плотность расплава; ω — выработанный поток стекломассы [3]; $(\rho\beta)$ — подъемные силы расплава; x — координата слоя; K_Σ — суммарный коэффициент поглощения стекломассы; a — коэффициент температуропроводности расплава.

Как показали исследования, в свою очередь величина $a=f(T,x)$.

Учитывая, что стекло является лучепрозрачным (теплоизлучающим) материалом, в расчеты коэффициента температуропроводности, по-видимому, надо вводить понятие эффективного коэффициента теплопроводности $\overline{\lambda}_\Sigma$, равного [1]

$$\overline{\lambda}_\Sigma=\lambda_\text{ф}+\lambda^{\text{пр}}_{\text{ф.т}}+\lambda^{\text{вн}}_{\text{ф.т}}=f(t), \tag{2}$$

где $\lambda_\text{ф}$ — фотонная теплопроводность; $\lambda^{\text{пр}}_{\text{ф.т}}$ — фотонная теплопроводность пропускания; $\lambda^{\text{вн}}_{\text{ф.т}}$ — внутренняя фотонная теплопроводность.

Как видно из уравнения (1), температурные характеристики расплава зависят от многих величин, которые в свою очередь также трудно оценить в зависимости от температуры и координат измерения. Поэтому имеет определенный смысл разработка экспериментальных методов определения величины тепловых потоков и температурных градиентов в расплавленной стекломассе.

Тепловой поток внутри расплава при передаче его от слоя к слою можно записать в форме закона Бугера:

$$I = I_0 e^{-K_\Sigma x},$$

где I_0 — интенсивность излучения на верхней границе слоя; K_Σ — суммарный коэффициент поглощения слоя $(x_1 - x_2)$.

Используя метод Геффкена, можно написать уравнение передачи тепла на большом расстоянии от границ:

$$I_0 = -4\pi n^2 \int_0^\infty \left[\frac{1}{3K_\Sigma} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_a + \frac{1}{5K_\Sigma^3} \left(\frac{\partial E}{\partial x^2} \right)_a + \ldots \right] d\lambda,$$

где n — коэффициент преломления стекла; x — координата, измеренная в направлении, перпендикулярном к пограничной поверхности; E — спектральная интенсивность излучения; λ — длина волны. Индекс «a» показывает, что все параметры относятся к слою на глубине x_a при T°K.

В условиях устойчивого состояния ($I_a = \mathrm{const}$) можно написать:

$$I_a = \mathrm{const} = -\frac{4\pi n^2}{3} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_a \int_0^\infty \frac{1}{K_\Sigma} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_a d\lambda \ldots \tag{3}$$

при

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial E}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Так как поток энергии I_a и температурный градиент $\frac{\partial T}{\partial x}$ пропорциональны, то по аналогии с передачей тепла в твердых телах можно написать:

$$\lambda_{\text{луч}} = \frac{4\pi n^2}{3} \int_0^\infty \frac{1}{K_\Sigma} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right) d\lambda,$$

где

$$\lambda_{\text{луч}} = \lambda^{\text{пр}}_{\text{ф. т}} + \lambda^{\text{вн}}_{\text{ф. т}}.$$

После ряда преобразований формулы (3) получим

$$\lambda_{\text{луч}} = \frac{16}{3} \cdot \frac{n^2 \sigma}{K_\Sigma} T_a^3 \varphi, \tag{3'}$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана; φ — коэффициент, учитывающий влияние краевых эффектов.

Записав выражение (2) для подсчета $\overline{\lambda}_\Sigma$ в виде

$$\lambda_\Sigma = \sum_0^n a_i \lambda_{0i} (1 + 0{,}00095\, t) + \frac{16}{3} \cdot \frac{n^2 \sigma}{K_\Sigma} T_a^3 \varphi,$$

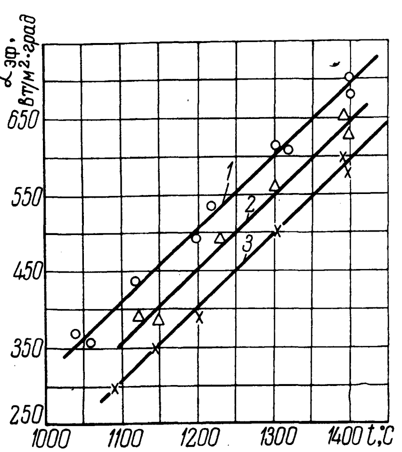
где a_i — весовая часть; λ_{0i} — коэффициент фотонной теплопроводности соответствующего окисла (для важнейших окислов λ_i *вт/м·град* равен:

SiO_2 — 0,974; Na_2O — 0,282; CaO — 0,406; MgO — 0,790; Al_2O_3 — 0,644; FeO — 0,600), можно по аналогии с законом Фурье для твердых тел рассчитать $\overline{I}$ для расплавов стекол:

$$\overline{I} = -\overline{\lambda_{\Sigma}} \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Несмотря на кажущуюся простоту этого уравнения, пользоваться им все же затруднительно (трудности связаны с подсчетом $\overline{\lambda_{\Sigma}}$). Ввиду сложности механизма фотонной теплопроводности, особенно для расплава стекла, подсчет $\lambda_{луч} = \lambda^{пр}_{ф.т} + \lambda^{вн}_{ф.т}$ весьма усложнен. И не случайно в литературе имеется очень мало данных по значениям $\lambda_{луч}$ [1]. К тому же выражение (3) было решено при ряде допущений и получено для бесконечного тела.

Величину теплового потока q (интенсивности излучения) в расплаве стекла можно оценить по величине эффективного коэффициента теп-



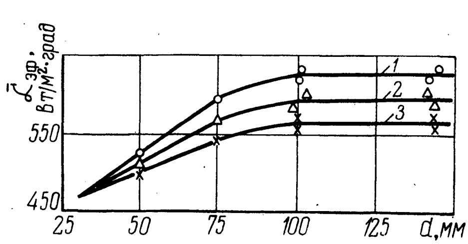


Рис. 2. Изменение коэффициента теплоотдачи $\overline{\alpha}_{эф}$ в зависимости от толщины слоя стекла:
1 — стекло № 1; *2* — стекло № 2; *3* — стекло № 3.

Рис. 1. Изменение коэффициента теплоотдачи $\overline{\alpha}_{эф}$ в зависимости от расплава стекла:
1 — стекло № 1; *2* — стекло № 2; *3* — стекло № 3.

лоотдачи $\overline{\alpha}_{эф}$, подсчитанного по термограммам специальных α-калориметров, помещаемых непосредственно в стекломассу.

Для точной оценки температурных полей $t_{пов}$ α-калориметры были выполнены в форме Архимедова цилиндра ($D=H$) из стали Х18Н9Т [4]. Подсчет $\overline{\alpha}_{эф}$ производился методом графического интегрирования в пределах отрезков времени $\Delta\tau$, где предполагалось существование регулярного режима. Полученные данные суммировались и обрабатывались на ЭВМ «Проминь».

Подсчет $\overline{\alpha}_{эф}$ произодился методом теплового баланса по формуле

$$\overline{\alpha}_{эф}(t_{ст} - t_{пов}) F d\tau = Gcdt_{м},$$

где G — вес образца, *кг*; c — теплоемкость образца, *дж/кг·град*; F — поверхность образца, *м²*.

Величина $\overline{\alpha}_{эф}$ в зависимости от температуры расплава для трех испытанных марок стекол показана на рис. 1. Как видно из рис. 1, с ростом температуры расплава величина $\overline{\alpha}_{эф}$ растет.

Удельный тепловой поток q от расплава к α-калориметру равен

$$\overline{I} = K(t_{ст} - t_{г.ов}), \qquad (4)$$

где K — коэффициент теплопередачи от расплава внутрь α-калориметра, *вт/м²·град*. Применительно к нашему случаю

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\bar{\alpha}_{эф}} + R + \frac{S}{K_2 \lambda}}, \qquad (5)$$

где R — эффективное сопротивление промежуточной корочки, *м²·град/вт*; K_2 — коэффициент усреднения теплового потока по сечению α-калориметра, зависящий от режима нагрева.

Эксперименты показали, что толщина промежуточной корочки, а значит, и величина R пропорциональны размерам α-калориметров и с уменьшением толщины образца $R \to 0$. Значит, если мы будем иметь зависимость $\alpha = f(d)$, то сможем найти действительные (теоретические) значения коэффициентов теплоотдачи α_0 (здесь d — толщина образца).

Путем обработки данных различных по размерам α-калориметров в расплавах стекол было получено следующее уравнение для подсчета $\bar{\alpha}_{эф}$ в зависимости от диаметра нагреваемых заготовок:

$$\bar{\alpha}_{эф} = \alpha_0 d^{-n} = 1580\, d^{-0{,}2706}. \qquad (6)$$

Предел ошибок примерно равен 1,4% в диапазоне $d = 10—100$ *мм* и температур $T = 1573—1600°$K.

Из уравнения (6) видно, что $\alpha_0 = 1500$ *вт/м²·град*. Подставив величину α_0 в уравнение (5) при $R = 0$ и затем величину K в выражение (4), можно определить тепловые потоки на любой глубине стекломассы. В сочетании с измеренным ΔT можно получить все необходимые тепловые параметры для расчетов процессов варки стекла.

При невозможности проведения измерений с помощью α-калориметров в ванне печи опыты по определению величины $\bar{T}$ можно проводить на лабораторных установках. Однако в этом случае в расчеты по определению теплового потока необходимо вводить поправку на величину краевых эффектов φ, входящих в уравнение (3), для подсчета $\lambda_{луч}$.

На рис. 2 показано изменение $\bar{\alpha}_{эф}$ в зависимости от толщины расплава для различных стекол. Как видно из рис. 2, для всех марок стекол при толщине расплава более 100 *мм* величина $\alpha_{эф} \approx \mathrm{const}$.

Применительно к нашим условиям $\varphi = 1$ при $x \geqslant 100$ *мм*, $\varphi = 0{,}72—0{,}75$ при $x = 50$ *мм* и $\varphi = 0{,}9—0{,}88$ при $x = 70$ *мм*.

Литература

1. *Ромашин А. Г.* Теплопроводность прозрачных материалов.— «Теплофизика высоких температур», 1969, т. 7, № 4. 2. *Хрусталев Б. А.* Радиационные свойства твердых тел. — ИФЖ, 1970, т. XVIII, № 4. 3. *Соколов А. А.* Расчет течения рабочего потока стекломассы в ванных печах. — «Стекло и керамика», 1967, № 2. 4. *Козлов А. И., Акименко А. Д., Скворцов А. А.* Особенности процесса теплоотдачи при нагреве стальных заготовок в расплавленном стекле. — «Изв. вузов». Черная металлургия, 1965, № 7.