

## ТЕОРИЯ ДИФфуЗИОННОЙ КИНЕТИКИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

### III. РЕАКЦИИ, ПРОТЕКАЮЩИЕ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ — ГАЗ

*В. Левич*

#### § 1. Общие замечания

В предыдущих частях нашей работы (I, II) [1] рассматривалась кинетика гетерогенных химических реакций, происходящих на границе раздела твердое тело — жидкость.

Представляет очевидный интерес нахождение скорости конвективной диффузии к границе раздела жидкость — жидкость и жидкость — газ.

Особый интерес представляет нахождение скорости растворения газа в текущей пленке жидкости — основного процесса, происходящего в скрубберах.

В случае весьма сильно растворимых газов лимитирующим процессом является процесс подачи растворяющегося газа из толщии текущего газа к поверхности жидкости, т. е. процесс конвективной диффузии в газовой фазе.

Однако основной случай — это растворение газа, при котором лимитирующим процессом является конвективная диффузия в жидкой фазе, т. е. отвод вещества от поверхности в глубь жидкости. Граница раздела жидкость — жидкость (или газ) обладает одной важной особенностью, приводящей к существенному различию процессов конвективной диффузии у этой границы по сравнению с границей жидкость — твердое тело. Именно характер распределения скоростей течения у обеих границ различен.

На поверхности твердого тела скорость течения жидкости всегда обращается в нуль. Напротив, на границе раздела жидкость — жидкость скорость течения не только не обращается в нуль, но имеет, вообще говоря, тот же порядок величины, что и скорость течения вдали от границы раздела.

При диффузии к твердой границе диффундирующее вещество должно пройти через область подторможенного течения жидкости, в которой жидкость хотя и не покоится, как это предполагал Нернст, но движется со значительно меньшими скоростями, чем вдали от границы. В области подторможенного течения конвективный перенос вещества, очевидно, значительно меньше, чем в основной толще жидкости, что существенно снижает транспорт вещества к границе.

При диффузии к жидкой границе процесс конвективной диффузии целиком протекает в незаторможенном потоке жидкости. Вследствие этого конвективная диффузия вещества к жидкой границе раздела происходит значительно более интенсивно, чем к границе твердое тело — жидкость.

Наряду с этим различием процессы конвективной диффузии к границе твердое тело — жидкость и жидкость — жидкость имеют много сходных моментов, поскольку числа Пекле в обоих случаях практически всегда велики, и на границе раздела в обоих случаях возникает диффузионный пограничный слой.

## § 2. Диффузия к движущейся капле

Рассмотрим прежде всего процесс конвективной диффузии в капле жидкости, движущейся в другой жидкости.

Мы будем считать, что движение это происходит настолько медленно, что число Рейнольдса мало. Число Пекле, однако, будет велико, и на поверхности капли возникает диффузионный пограничный слой.

Распределение концентраций в пограничном слое описывается уравнением [1]

$$v_r \frac{\partial c}{\partial r} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial \theta} = D \frac{\partial^2 c}{\partial r^2}. \quad (1)$$

При граничных условиях:

$$c = c_0 \text{ при } r \rightarrow \infty,$$

$$c = c_1 \text{ при } r = R,$$

где  $R$  — радиус капли.

В уравнении (1) нужно брать значение скоростей при значениях  $r$ , близких к  $R$ . Поэтому можно ввести новую переменную  $y$ , определяемую соотношением

$$r = R + y,$$

и написать для компонент скорости

$$v_\theta = U \sin \theta + \dots$$

$$v_r = - \frac{U y \cos \theta}{R} + \dots$$

где  $U$  — скорость движения жидкости на поверхности раздела.

Величина  $U$  выражается через скорость движения капли  $U_0$  следующим образом:  $U = \frac{\mu}{2\mu + \eta} \frac{U_0}{R}$ , где  $\mu$  — вязкость внешней и  $\eta$  — внутренней жидкости.

Для интегрирования уравнения (1) введем функцию тока  $\psi$ , связанную с  $v_r$  и  $v_\theta$  соотношениями

$$v_\theta = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad v_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}.$$

При малых значениях  $y$  функция тока имеет вид:

$$\psi = -URy \sin \theta.$$

Перейдем к новым переменным, выбрав в качестве таковых полярный угол  $\theta$  и функцию тока  $\psi$ .

Преобразовывая производные к новым переменным,

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial c}{\partial r} \right)_\theta &= \frac{\partial c}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial r} = -r \sin \theta v_\theta \left( \frac{\partial c}{\partial \psi} \right)_\theta \\ \left( \frac{\partial c}{\partial \theta} \right)_r &= \left( \frac{\partial c}{\partial \theta} \right)_\psi + \left( \frac{\partial c}{\partial \psi} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \left( \frac{\partial c}{\partial \theta} \right)_\psi + r^2 \sin \theta v_r \left( \frac{\partial c}{\partial \psi} \right)_\theta, \end{aligned}$$

находим:

$$\frac{v_\theta}{R} \left( \frac{\partial c}{\partial \theta} \right)_\psi = DR \sin \theta v_\theta \frac{\partial}{\partial \psi} \left( r \sin \theta v_\theta \frac{\partial c}{\partial \psi} \right). \quad (2)$$

В первой части уравнения (2) нужно брать в  $v_0$  лишь члены первого порядка малости. С помощью разложений для  $v_r$  и  $v_\theta$  имеем:

$$\left(\frac{\partial c}{\partial \theta}\right)_\psi = DR^3 U \sin^3 \theta \frac{\partial^2 c}{\partial \psi^2}. \quad (2')$$

Вводя новую переменную

$$t = DR^3 U \int \sin^3 \theta = DR^3 U \left( \frac{\cos^3 \theta}{3} - \cos \theta \right) + a_1,$$

где  $a_1$  — неизвестная пока постоянная, находим

$$\left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_\psi = \frac{\partial^2 c}{\partial \psi^2}. \quad (2'')$$

В выбранных нами переменных мы приходим, таким образом, к классическому уравнению теплопроводности, общее решение которого может быть без труда написано в виде:

$$c = a_2 \int_0^{\frac{\psi}{\sqrt{2t}}} e^{-z^2} dz + a_3. \quad (3)$$

Граничными условиями служат

$$c = c_0 \text{ при } \psi \rightarrow \infty,$$

$$c = c_1 \text{ при } \psi \rightarrow 0.$$

Этих условий, однако, недостаточно для определения трех произвольных постоянных  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$ .

Поэтому в качестве третьего граничного условия мы можем использовать условие, гласящее, что  $c$  не должно иметь никаких особенностей в точке  $\theta = 0$  (точке набегания потока).

Подставляя в выражение (3) значение  $t$  и  $\psi$  и используя граничные условия, находим следующее выражение для концентрации  $c$ :

$$c = \frac{2(c_1 - c_0)}{V\pi} \int_0^N e^{-z^2} dz + c_0,$$

где

$$N = \frac{RU \sin^2 \theta y}{2 \sqrt{DUR^2 \left( \frac{2}{3} - \cos \theta + \frac{\cos^3 \theta}{3} \right)}}.$$

Для плотности диффузионного тока на поверхности капли находим:

$$\begin{aligned} j_{\text{дифф.}} &= D \left( \frac{\partial c}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{DUR \sin^2 \theta (c_1 - c_0)}{\sqrt{\pi} \sqrt{LUR^2 \left( \frac{2}{3} - \cos \theta + \frac{\cos^3 \theta}{3} \right)}} = \\ &= \left( \frac{DU}{R} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \sqrt{\frac{(1 + \cos \theta)^2}{2 + \cos \theta}} (c_1 - c_0) = \frac{D(c_1 - c_0)}{\delta}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\delta$  — толщина диффузионного слоя, равная

$$\delta = \sqrt{\frac{\pi}{3}} \left( \frac{UR}{v} \right)^{-1/2} \left( \frac{v}{D} \right)^{-1/2} R \frac{\sqrt{2 + \cos \theta}}{1 + \cos \theta}. \quad (5)$$

Последняя формула показывает, что толщина диффузионного слоя оказывается обратно пропорциональной числу Рейнольдса и числу Прандтля  $Pr$  в степени половина и возрастает с углом  $\theta$ , измеренным от точки набегаания. При  $\theta = \pi$  толщина диффузионного слоя обращается в бесконечность.

Полный ток на каплю равен

$$J = \int j_{\text{дифф}} dS \cong 8 \sqrt{\frac{\pi}{3}} (c_1 - c_0) \left( \frac{DU}{R} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

### § 3. Растворение газа в текущей пленке жидкости

Рассмотрим теперь процесс конвективной диффузии вещества в движущейся пленке жидкости от ее свободной поверхности в объем.

Как мы уже указывали ранее, этот процесс является элементарным актом скрубберного процесса (для случая трудно растворимых газов). Мы будем считать, что концентрация диффундирующего вещества на свободной поверхности создана и определяется равновесием с газовой фазой.

Концентрация вещества в объеме жидкости предполагается равной нулю.

Мы будем, далее, считать, что движение жидкости представляет стекание под действием поля тяжести, и слой жидкости можно считать сплошным (при очень больших скоростях и значительной толщине пленки наблюдается разбиение ее на отдельные струйки). Течение в пленке может быть как ламинарным, так и турбулентным. Переход к турбулентному движению наступает при критическом значении числа Рейнольдса  $Re$  порядка 1400.

Движение газа над жидкой пленкой мы рассматривать не будем. В реальных условиях продувание газа может заметно изменять скорость течения жидкости. Однако характер процесса конвективной диффузии при данной скорости будет оставаться тем же самым.

Рассмотрим прежде всего случай ламинарного течения вдоль бесконечной гладкой пластинки, наклоненной под углом  $\theta$  к вертикали. В этом случае скорость течения, параллельная твердой стенке жидкости, имеет вид:

$$U = \frac{g \cdot \sin \theta}{\nu} (h^2 - y^2) \rightarrow (h^2 - y^2),$$

где  $h$  — толщина слоя жидкости и  $y$  — расстояние до стенки.

При  $y \sim 0$  уравнение конвективной диффузии приобретает вид:

$$\frac{gh^2 \sin \theta}{\nu} \frac{\partial c}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}, \quad (7)$$

где  $x$  — координата вдоль потока, отсчитываемая от точки набегаания газа на пленку. Разумеется, значение  $x$  считается достаточно большим, чтобы течение в пленке можно было считать установившимся и пренебречь влиянием края пластинки.

Поскольку мы считаем процесс растворения быстрым, граничные условия гласят:  $c = c_0$  при  $y = h$  (на поверхности жидкости) и  $c \rightarrow 0$  при  $y \rightarrow 0$  (отсутствие растворенного газа в толще пленки).

Из (7) без труда находим распределение концентрации

$$c = c_0 \left( 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{y/2} \sqrt{\frac{\nu x}{gh^2 \sin \theta}} e^{-z^2} dz \right),$$

удовлетворяющее граничным условиям при  $y = 0$  и  $y \rightarrow \infty$ .

Для плотности диффузионного тока получаем:

$$j = D \left( \frac{\partial c}{\partial y} \right)_{y=0} = c_0 \sqrt{\frac{DU}{\pi x}}.$$

Поэтому, толщина пограничного диффузионного слоя

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\pi D x}{U}}.$$

Полный ток на плоскость шириной  $b$  и длиной  $l$  равен

$$J = 2c_0 b \sqrt{\frac{UDx}{\pi}} = \frac{2}{\pi} c_0 b \operatorname{Re}^{1/2} \operatorname{Pr}^{-1/2}, \quad (8)$$

т. е. пропорционален числу Рейнольдса в степени половина к числу Прандтля в степени минус половина.

Недостатком приведенного расчета является некоторая неопределенность в положении точки набегания газового потока на жидкую пленку.

#### § 4. Случай турбулентного движения в пленке

При достаточно большой толщине жидкой пленки число Рейнольдса достигает критического значения  $\operatorname{Re}_{\text{крит.}}$ . Для  $\operatorname{Re}_{\text{крит.}}$  и критической толщины пленки имеем:

$$\frac{gh_{\text{крит.}}^2 \sin \theta}{\nu} = 1400.$$

Откуда  $h_{\text{крит.}} \sim 5 \cdot 10^{-2}$  для воды при  $\sin \theta \sim 1$ , что находится в согласии с экспериментом.

Когда толщина пленки достигает критической, в ней у входного края пластинки на некоторой входной длине будет происходить установление турбулентного режима течения по всему сечению пленки. Турбулентное движение проникает от твердой стенки в глубь жидкости, пока не захватит всю ее толщину, достигнув свободной поверхности. Это установление происходит, если перенести данные, полученные для течения по трубам, на длину, равной нескольким десяткам толщин пленки.

Мы будем рассматривать достаточно длинную пленку жидкости так, чтобы количеством газа, растворяющегося на протяжении входного участка, можно было пренебречь.

За пределами входного участка растворяющийся газ попадает в турбулентный поток жидкости.

Турбулентное течение жидкости со свободной поверхностью не было изучено ни экспериментально, ни теоретически. Поэтому, прежде чем перейти к рассмотрению процессов конвективной диффузии, мы попытаемся развить здесь теорию турбулентного движения жидкости со свободной поверхностью.

Хаотическое турбулентное движение может приводить к разрыву пленки, если только силы, связанные с поверхностным натяжением, не в состоянии противостоять этой тенденции.

Из величин, характеризующих турбулентное движение — плотности жидкости  $\rho$ , характерной скорости  $v_0$  и масштаба движения  $l$ , можно составить только одну величину размерности поверхностного натяжения —  $\rho v_0^2 l$ .

При этом возможны два случая: случай, когда  $\sigma \ll \rho V_0^2 l$ , и случай, когда  $\sigma \gg \rho_0^2 l$ , где  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости.

В первом случае свободная поверхность является абсолютно неустойчивой. Турбулентные пульсации будут приводить к выбору жидкости с поверхности, так как препятствующее этому выбросу капиллярное давление  $\frac{\sigma}{l}$  мало по сравнению с динамическим напором турбулентных пульсаций  $\rho v_0^2$ .

Во втором предельном случае поверхность жидкости абсолютно устойчива. Мы в дальнейшем будем рассматривать только этот последний случай. Если, в частности,  $\sigma \gg \rho v_0^2 h$ , где  $h$  — толщина пленки, можно считать, что на поверхности жидкости не образуется волн с большой амплитудой (порядка  $h$ ) и в первом приближении ее можно считать зеркально-гладкой.

Величину пульсационной скорости  $v_0$  можно связать с напряжением трения на твердой стенке  $\tau$  обычным соотношением [2]  $\tau = \alpha \rho V_0^2$ , где  $\alpha$  — некоторая постоянная.

При стационарном течении  $\tau$  равно силе, действующей на жидкость (отнесенной на 1 см<sup>2</sup> поверхности),  $\rho gh \sin \theta$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести, так что  $V_0 = \sqrt{\frac{gh}{\alpha} \sin \theta}$ .

Условие стабильности можно записать при этом в виде

$$\sigma \gg \frac{\rho gh^3}{\alpha}.$$

Предполагая условие стабильности выполненным, мы можем перейти к рассмотрению движения жидкости в пленке. Вблизи твердой поверхности имеет место обычный логарифмический закон распределения скоростей (см. (5), ч. II).

Поскольку функция  $\ln y$  изменяется весьма медленно с логарифмической точностью, можно применить формулу (5), ч. II, [1], и к средней скорости течения пленки\*

$$U = \frac{Q}{hd} = V_0 \ln \frac{hV_0}{v},$$

где  $d$  — ширина пленки.

Среднюю скорость  $U$  можно связать с движущей силой  $\rho gh \sin \alpha$  (на единицу площади пленки) следующим образом: напряжение трения о твердую поверхность  $\tau$ , при стационарном течении должно уравнивать силу, действующую на единицу площади пленки, откуда

$$v_0 = \sqrt{\frac{gh \sin \theta}{\alpha}}$$

и

$$U = \sqrt{\frac{gh \sin \theta}{\alpha}} \ln \frac{h}{v} \sqrt{\frac{gh \sin \theta}{\alpha}}.$$

Наряду со средним движением вдоль поверхности твердого тела в турбулентно текущей пленке имеются и турбулентные пульсации, переносящие, в основном, растворяющееся вещество в пленке. Для нахождения скорости диффузии вещества от поверхности в глубь жидкости

\* При этом мы, конечно, предполагаем, что турбулентный пограничный слой пророс до самой поверхности пленки.

необходимо рассмотреть турбулентное движение и конвективную диффузию вблизи свободной поверхности.

Если поверхностное натяжение достаточно велико, так что поверхность жидкости является стабильной, турбулентные пульсации должны затухать по мере приближения к поверхности. Таким образом, вблизи свободной поверхности масштаб и скорость турбулентного движения должны зависеть от расстояния до нее. Из соображений размерности вытекает, что масштаб турбулентного движения  $l$  должен быть пропорционален расстоянию до свободной поверхности  $y$ , так как никакие другие величины размерности длины не могут фигурировать в рассматриваемой задаче

$$l \sim y.$$

Касательная к свободной поверхности, слагающая скорости не может зависеть от глубины  $y$ , так как на свободной поверхности должны отсутствовать касательные напряжения, пропорциональные  $\frac{\partial u}{\partial y}$ .

Нормальная слагающая скорости  $v$  должна удовлетворять уравнению непрерывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

и, следовательно, зависит от расстояния до поверхности по закону

$$v \sim y.$$

Таким образом, в отличие от твердой стенки, где нормальная слагающая уменьшается с квадратом расстояния, у свободной поверхности падение  $v$  происходит лишь пропорционально расстоянию.

Уменьшение масштаба турбулентного движения и пульсационных скоростей приведут к тому, что на некотором расстоянии  $\lambda_0$  от поверхности число Рейнольдса, составленное из  $\lambda$  и скорости  $v_{\lambda_0}$ , отвечающей этому масштабу,  $Re = \frac{\lambda_0 v}{\nu}$  окажется порядка единицы. При  $y < \lambda_0$  движение приобретает регулярный характер.

Таким образом, вблизи свободной поверхности жидкости существует вязкий подслои, сходный с обычным вязким подслоем вблизи твердой стенки. Толщина его того же порядка, что и величина наименьшего масштаба турбулентности  $\lambda_0$ , фигурировавшей в начале § 4.

Из выражения (1) ч. II для скорости турбулентных пульсаций масштаба  $\lambda$  имеем:

$$v_{\lambda_0} = U \left( \frac{\lambda_0}{h} \right)^{1/3}.$$

Отсюда

$$\lambda_0 = \frac{h}{\left( \frac{Uh}{\nu} \right)^{3/4}} = \frac{h}{Re^{3/4}}. \quad (9)$$

Внутри вязкого подслоя пульсационная скорость попрежнему уменьшается с  $y$  по закону

$$v = \text{const} \cdot y.$$

Значение константы может быть найдено из условия, чтобы при  $y = \lambda_0$   $v$  было порядка  $v_{\lambda_0}$ . Поэтому

$$v = v_{\lambda_0} \cdot \frac{y}{\lambda_0}.$$

Что касается периодов турбулентных пульсаций, то, поскольку здесь нелинейные члены в уравнениях Рейнольдса, описывающих турбулентное движение, малы по сравнению с линейными, они одинаковы по всей толщине подслоя

$$\tau = \frac{\lambda_0}{v_{\lambda_0}}.$$

Поэтому турбулентный коэффициент диффузии

$$D_{\text{турб.}} = v^2 \tau \sim \frac{v_{\lambda}}{\lambda} y^2 \frac{\lambda_0}{v_0} = \frac{y^2 v \text{Re}^{1/2}}{h^2}. \quad (10)$$

Из (10) мы видим, что конвективный поток вещества

$$j = D_{\text{турб.}} \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{y^2}{h^2} v \text{Re}^{1/2} \frac{\partial c}{\partial y} \quad (11)$$

уменьшается по мере приближения к поверхности и на некотором расстоянии  $\delta'$  от нее делается равным потоку вещества, переносимому молекулярной диффузией

$$j = D \frac{\partial c}{\partial y} = D \frac{c_0}{\delta'}. \quad (12)$$

Сравнивая (11) и (12), находим следующее выражение для толщины  $\delta'$ , представляющей, очевидно, толщину диффузионного подслоя

$$\delta' = \left( \frac{D}{v} \right)^{1/2} \frac{h}{\text{Re}^{3/4}} = \frac{h}{\text{Re}^{3/4} \text{Pr}^{1/2}}.$$

Поэтому поток вещества через 1 см<sup>2</sup> свободной поверхности

$$j = \frac{D c_0}{\delta'} = \frac{D c_0}{h} \text{Pr}^{1/2} \text{Re}^{3/4} = \frac{c_0 \sqrt{D}}{h^{1/4} v^{1/4}} U^{3/4}. \quad (13)$$

Здесь  $c_0$  — концентрация раствора, равновесного с газовой фазой.

Коэффициент пропорциональности порядка единицы в (13) не может быть определен точнее. В нашей теории мы считали, что турбулентное движение установилось и захватило всю толщину пленки. Поэтому плотность потока вещества оказывается не зависящей от координаты вдоль течения жидкости.

Диффузионный ток на единицу поверхности оказывается пропорциональным  $U^{3/4}$ ,  $h^{-1/4}$ ,  $D^{1/4}$  и  $v^{-1/4}$ .

Переход от плотности диффузионного тока к полному току растворяющегося вещества в жидкость совершается путем умножения (13) на истинную поверхность жидкости. Поскольку поверхность жидкости покрыта капиллярными волнами, истинная поверхность жидкости отличается, вообще говоря, от геометрической плоскости. Легко видеть, однако, что если выполнено условие стабильности поверхности, т. е. неравенство  $\rho v^2 \ll \frac{\sigma}{h}$ , эффект увеличения поверхности жидкости капиллярными волнами будет мал.

Действительно, из теории капиллярных волн следует, что увеличение поверхности жидкости, на которой возбуждена волна, длиной  $\lambda$  и амплитудой  $a$  равно:

$$\Delta S = \left( \frac{a}{\lambda} \right)^2 S,$$

где  $S$  — площадь плоской поверхности. Величина  $\Delta S$  будет, очевидно, мала, если только амплитуда волн  $a \ll \lambda$ . Это неравенство всегда выполнено, если только капиллярные волны будут генерироваться из-за относительного движения жидкости и газа над ней, так что амплитуда станет немалой.

Можно показать, что возрастание амплитуды происходит прежде всего у самых длинных волн  $\lambda \sim h$  и что это возрастание происходит при выполнении равенства  $\lambda \sim \frac{\sigma}{\rho v^2}$ , где  $V$  — скорость относительного движения жидкости и газа. Поскольку, однако, это равенство противоречит условию устойчивости, можно считать, что амплитуда волн на устойчивой поверхности всегда мала по сравнению с соответствующей длиной волны.

Поэтому полный диффузионный ток на всю поверхность жидкости можно считать равным:

$$J = jS = \frac{DC_0}{h} \text{Pr}^{1/2} \text{Re}^{3/4} S. \quad (14)$$

Сравнение этой формулы с экспериментом затруднительно из-за отсутствия исследований, поставленных в определенных условиях (например, при определенной величине площади соприкосновения жидкости и газа).

Постановка таких экспериментов была бы весьма желательна.

Следует, однако, отметить, что данные измерений по скоростям растворения газов в скрубберах и ректификационных аппаратов во всяком случае не противоречат теории. Например, различные авторы приводят для зависимости  $j$  от скорости жидкости степень 0,8, что согласуется с нашей величиной  $3/4$  (формула (14) в условиях скрубберов течение жидкой пленки всегда турбулентно). Представляет также большой интерес измерения диффузионных токов в области турбулентного обтекания и для тел необтекаемой формы.

Некоторые измерения в этой области ведутся в нашей лаборатории.

В результате таких измерений и при наличии совпадения теории с опытными данными мы могли бы вычислять с помощью предлагаемой теории скорости гетерогенных процессов на твердой и жидкой границе в большинстве практически важных случаев.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность акад. Л. Ландау и акад. А. Фрумкину за ценные дискуссии.

АН СССР  
Институт физической химии  
Москва

Поступила  
7. I. 1947

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левич, И. Журн. физ. химии, 22, 575, 1948; II. Журн. физ. химии, 22, 711, 1948.
2. Ландау и Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1944.