УДК 697.137.2
Афонин А.В.

О МЕХАНИЗМЕ ВЛАЖНОСТНОЙ УСАДКИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

1. ВВЕДЕНИЕ

При оценке долговечности строительных конструкций необходимо иметь возможность рассчитывать напряженно-деформационные поля, возникающие в капиллярно-пористых строительных материалах под воздействием влаги, проникающей вовнутрь материала путем диффузии. Для этого следует иметь представление о механизме усадки и набухания. Целью данной работы является установление физического механизма изотермической сорбционной усадки материала и получение его математического описания.

2. УРАВНЕНИЯ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ С УЧЕТОМ СОРБЦИОННОЙ УСАДКИ МАТЕРИАЛА

2.1 Описание механизма сорбционной усадки

В настоящее время существует несколько гипотез и теорий [1, 2], описывающих механизм усадки строительных материалов. Теория Фрейсине [1], объясняющая возникновение усадки капиллярно-пористых материалов за счет давления под менисками жидкости, заполняющей капилляры, представляется автору данной работы неадекватной по двум причинам:

- при сорбционном увлажнении материала мениски жидкости могут отсутствовать, особенно у крупнопористых и гидрофобных материалов, хотя усадка наблюдается и для них;
- при полном водонасыщении, наблюдаемом после погружения образца материала в воду, давление под менисками близко к нулю. Таким образом, согласно теории Фрейсине, абсолютно сухой образец (без менисков жидкости) будет иметь объем, равный объему образца, погруженного в воду. В то же время, согласно опыту, абсолютно сухой образец занимает минимальный возможный объем, а полностью водонасыщенный – максимальный.

Предлагаемая в данной работе модель лишена недостатков вышеупомянутой теории. Она описывает усадку материала за счет увеличения поверхностного натяжения твердого скелета материала, покрытого адсорбционной пленкой, при уменьшении парциального давления водяного пара согласно уравнению адсорбции Гиббса [3, 4, 5]:

$$\frac{\partial\gamma}{\partial\mu^*} = -\Gamma, \qquad (2.1)$$

где γ – поверхностное натяжение на границе «твердое тело – влажный воздух»;
μ^* – химический потенциал воды;
Γ – величина адсорбции.

Учитывая, что химический потенциал равен (согласно [4])

$$\mu^* = \mu_0^*(T) - RT\ln\frac{E}{e}, \qquad (2.2)$$

где R – универсальная газовая постоянная;
T – абсолютная температура;
E – максимальное парциальное давление водяного пара при данной температуре;
e – парциальное давление водяного пара, а величина адсорбции –

$$\Gamma = \frac{\rho}{M}h, \qquad (2.3)$$

где ρ – плотность жидкости;
M – молярная масса водяного пара;
h – толщина сорбционного слоя, будем иметь уравнение

$$\frac{\partial\gamma}{\partial e} = -\frac{\rho RTh}{Me}, \qquad (2.4)$$

из которого и следует увеличение поверхностного натяжения твердого скелета при уменьшении парциального давления водяного пара, поскольку правая часть этого уравнения всегда отрицательна.

Как известно, поверхностное натяжение приводит к уменьшению площади поверхности. Поскольку поверхность скелета капиллярно-пористого материала велика, это уменьшение играет существенную роль и ведет к уменьшению объема материала.

2.2 Поверхностная энергия

Рассмотрим пору изотропного материала в виде куба со стороной b_0. Площадь поверхности поры в недеформированном состоянии будет равна

$$s_0 = 6b_0^2. \tag{2.5}$$

При деформации каждая из сторон куба удлинится на величину, равную соответствующей диагональной компоненте тензора деформаций ε_{ij} и площадь поверхности поры станет равной

$$s = 2b_0^2(1+\varepsilon_{11})(1+\varepsilon_{22}) + 2b_0^2(1+\varepsilon_{22})(1+\varepsilon_{33}) + 2b_0^2(1+\varepsilon_{33})(1+\varepsilon_{11}) \tag{2.6}$$

Здесь мы пренебрегли влиянием недиагональных компонент тензора деформаций, которые вносят эффект, квадратичный по сравнению с диагональными компонентами. Раскрывая скобки и считая деформации малыми, получим

$$s = 2b_0^2(1+\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}) + 2b_0^2(1+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}) + 2b_0^2(1+\varepsilon_{33}+\varepsilon_{11}) \tag{2.7}$$

или

$$s = 6b_0^2 + 4b_0^2(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}) = s_0\left(1+\frac{2}{3}\varepsilon_{ii}\right). \tag{2.8}$$

Свободная поверхностная энергия стенок поры будет равна $s\gamma$ согласно [4].

Вычислим свободную поверхностную энергию в единице объема Ψ_s деформируемого капиллярно-пористого тела с удельной поверхностью (отношением поверхности пор к объему тела), равной S_V. Получим

$$\Psi_s = S_V\gamma\left(1+\frac{2}{3}\varepsilon_{ii}\right). \tag{2.9}$$

2.3 Закон Гука с учетом усадки

Добавляя к упругой свободной энергии [6] поверхностную свободную энергию, будем иметь

$$\Psi = \frac{1}{2}E_{ijkl}\varepsilon_{ij}\varepsilon_{kl} + S_V\gamma\left(1+\frac{2}{3}\varepsilon_{ii}\right) + f(T), \tag{2.10}$$

где E_{ijkl} – тензор модулей упругости;

$f(T)$ – некоторая функция температуры.

Согласно известной формуле [6]

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial\Psi}{\partial\varepsilon_{ij}}. \tag{2.11}$$

Подставляя (2.10) в (2.11), получим

$$\sigma_{ij} = E_{ijkl}\varepsilon_{kl} + \sigma^s\delta_{ij}. \tag{2.12}$$

где введено обозначение для усадочного напряжения

$$\sigma^s = \frac{2}{3}S_V\gamma. \tag{2.13}$$

Записывая тензор модулей упругости для изотропного тела с помощью упругих постоянных Ламе λ и μ [6], получим закон Гука с учетом усадки:

$$\sigma_{ij} = (\lambda\varepsilon_{kk} + \sigma^s)\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij}. \tag{2.14}$$

Выражая значения компонент тензора деформаций через вектор перемещений u_i

$$\varepsilon_{ij}=\frac{1}{2}\left(u_{i,j}+u_{j,i}\right),\tag{2.15}$$

будем иметь

$$\sigma_{ij}=\left(\lambda u_{k,k}+\sigma^s\right)\delta_{ij}+\mu\left(u_{i,j}+u_{j,i}\right).\tag{2.16}$$

Полагая в уравнении (2.14) $\sigma_{ij}=0$, получим, что $\varepsilon_{ij}\big|_{i\neq j}=0$, $\varepsilon_{11}=\varepsilon_{22}=\varepsilon_{33}=\varepsilon^f$, причем деформации свободной усадки ε^f равны

$$\varepsilon^f=-\frac{\sigma^s}{3\lambda+2\mu}=-\frac{\sigma^s}{3K},\tag{2.17}$$

где К – объемный модуль упругости.

Если материал равномерно высыхает, т. е. парциальное давление водяного пара падает, то поверхностное натяжение стенок скелета растет согласно (2.4), а с ним увеличивается и усадочное напряжение σ^s по формуле (2.13). Поэтому абсолютное значение отрицательных деформаций свободной усадки будет также возрастать.

При заполнении некоторых пор материала жидкостью суммарное поверхностное натяжение становится еще меньше, чем при сорбционном увлажнении, поскольку коэффициент поверхностного натяжения на границе «твердое тело – жидкость» у гидрофильных материалов всегда меньше, чем коэффициент поверхностного натяжения на границе «твердое тело – влажный воздух». Поэтому при образовании менисков жидкости свободное набухание материала становится еще больше, чем в чисто сорбционном случае.

Уравнения закона Гука с учетом усадки могут быть записаны также с вычетом некоторых фиксированных усадочных напряжений σ_0^s, при которых деформации свободной усадки считаются равными нулю:

$$\sigma_{ij}=\left(\lambda\varepsilon_{kk}+\sigma^s-\sigma_0^s\right)\delta_{ij}+2\mu\varepsilon_{ij}.\tag{2.18}$$

Если считать разность усадочных напряжений в (2.18) малой, то закон Гука можно записать также в терминах изменения парциального давления пара

$$\sigma_{ij}=\left(\lambda\varepsilon_{kk}-\vartheta\left(e-e_0\right)\right)\delta_{ij}+2\mu\varepsilon_{ij},\tag{2.19}$$

где введен коэффициент набухания при изменении парциального давления пара:

$$\vartheta=-\frac{\sigma^s-\sigma_0^s}{e-e_0}\approx-\frac{d\sigma^s}{de}=-\frac{2}{3}S_V\frac{d\gamma}{de}=\frac{2\rho RT\omega_V}{3Me},\tag{2.20}$$

причем ω_V – объемная влажность материала, равная $S_V h$, или же в терминах изменения объемной влажности материала:

$$\sigma_{ij}=\left(\lambda\varepsilon_{kk}-\beta\left(\omega_V-\omega_{V0}\right)\right)\delta_{ij}+2\mu\varepsilon_{ij},\tag{2.21}$$

где введен коэффициент набухания при изменении объемной влажности материала:

$$\beta=\frac{2\rho RT\omega_V}{3Me}\frac{de}{d\omega_V}.\tag{2.22}$$

2.4 Уравнения Ламе с учетом усадки

Подставляя значения компонент тензора напряжений в уравнения равновесия [6]

$$\sigma_{ij,j}+F_i=0,\ x\in V,\tag{2.23}$$

$$\sigma_{ij}n_j=T_i,\ x\in S,\tag{2.24}$$

где F_i – вектор объемных внешних сил;

T_i – вектор поверхностных внешних сил;

x – координаты;

V – объем тела,

S – поверхность тела, получим уравнения Ламе с учетом усадки:

$$(\lambda+\mu)u_{k,ki}+\mu u_{i,kk}+\sigma^s_{,i}+F_i=0,\ x\in V, \tag{2.25}$$

$$\left[\left(\lambda u_{k,k}+\sigma^s\right)\delta_{ij}+\mu\left(u_{i,j}+u_{j,i}\right)\right]n_j=T_i,\ x\in S. \tag{2.26}$$

Входящие в (2.25) производные от усадочных напряжений можно выразить через производные от парциального давления водяного пара с помощью уравнения адсорбции Гиббса (2.4):

$$\sigma^s_{,i}=\frac{2}{3}S_V\frac{d\gamma}{de}e_{,i}=-\frac{2\rho RTS_V h}{3Me}e_{,i}. \tag{2.27}$$

Произведение $S_V h$, входящее в правую часть формулы (2.27), при сорбционном увлажнении равно объемной влажности материала ω_V. Поэтому

$$\sigma^s_{,i}=-\frac{2\rho RT\omega_V}{3Me}e_{,i}. \tag{2.28}$$

3. ПРИМЕР РАСЧЕТА УСАДКИ ШАРА

3.1 Основные соотношения

Рассмотрим пример расчета усадки изделия в виде шара. Предположим, что распределение влажности в шаре является сферически-симметричным. Пренебрегая внешними силами, получим, что все величины, записанные в сферических координатах, в том числе напряжения и деформации, зависят от одной координаты – радиуса r.

Решим задачу сначала в декартовых координатах, а результат представим в сферических, как это сделано в работе [6] при расчете концентрации напряжений у сферической полости.

При наличии сферической симметрии перемещения направлены по радиусам, выходящим из центра симметрии. Компоненты перемещения u_i будут проекциями вектора радиального перемещения u_r на направления соответствующих осей, т. е.

$$u_i=u_r(r)\frac{x_i}{r}. \tag{3.1}$$

Для дальнейших выкладок нам понадобятся очевидные равенства:

$$\frac{\partial r}{\partial x_i}=\frac{x_i}{r},\ x_k x_k=r^2. \tag{3.2}$$

Дифференцируя (3.1) по x_j и учитывая первое из равенств (3.2), получим соотношения для тензора деформаций:

$$\varepsilon_{ij}=u_{i,j}=\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)\frac{x_i x_j}{r}+\frac{u_r}{r}\delta_{ij}. \tag{3.3}$$

Сворачивая (3.3), получим выражение для первого инварианта (следа) тензора деформаций:

$$\varepsilon_{kk}=u_{k,k}=\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)r+3\frac{u_r}{r}. \tag{3.4}$$

Дифференцируя (3.3) по x_k

$$u_{i,jk}=\frac{d^2}{dr^2}\left(\frac{u_r}{r}\right)\frac{x_i x_j x_k}{r^2}+\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)\left(\delta_{ik}\frac{x_j}{r}+\delta_{jk}\frac{x_i}{r}+\delta_{ij}\frac{x_k}{r}-\frac{x_i x_j x_k}{r^3}\right), \tag{3.5}$$

и производя свертки, получим выражения для производных от компонент вектора перемещений, входящие в уравнения Ламе:

$$u_{i,kk}=u_{k,ki}=\frac{d^2}{dr^2}\left(\frac{u_r}{r}\right)x_i+4\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)\frac{x_i}{r}. \tag{3.6}$$

Подставляя величины (3.6) в уравнения Ламе (2.25), где $F_i=0$, получим дифференциальное уравнение для неизвестной $u_r(r)$:

$$(\lambda+2\mu)\left[r\frac{d^2}{dr^2}\left(\frac{u_r}{r}\right)+4\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)\right]+\frac{d\sigma^s}{dr}=0. \tag{3.7}$$

Введя обозначение

$$y(r) = \frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right), \tag{3.8}$$

будем иметь линейное дифференциальное уравнение первого порядка:

$$r\frac{dy}{dr} = -4y - \frac{1}{\lambda + 2\mu}\frac{d\sigma^s}{dr}, \tag{3.9}$$

решением которого является, согласно [7]

$$y = \frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right) = \frac{1}{r^4}\left(C_1 - \frac{1}{\lambda + 2\mu}\int_0^r r''^3 \frac{d\sigma^s}{dr''} dr''\right). \tag{3.10}$$

Для того, чтобы перемещения не возрастали в центре шара при $r = 0$ до бесконечности, следует положить в (3.10) $C_1 = 0$. Таким образом, имеем:

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right) = -\frac{1}{(\lambda + 2\mu)r^4}\int_0^r r''^3 \frac{d\sigma^s}{dr''} dr''. \tag{3.11}$$

Интегрируя (3.11), получим

$$u_r = r\left(C - \frac{1}{\lambda + 2\mu}\int_0^r \frac{1}{r'^4}\int_0^{r'} r''^3 \frac{d\sigma^s}{dr''} dr'' dr'\right), \tag{3.12}$$

где C – некоторая константа, определяемая из граничных условий.

Подставляя (3.3) и (3.4) в выражения (2.14) закона Гука, получим выражение для тензора напряжений:

$$\sigma_{ij} = \frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)\left(\lambda r\delta_{ij} + 2\mu\frac{x_i x_j}{r}\right) + \frac{u_r}{r}(3\lambda + 2\mu)\delta_{ij} + \sigma^s\delta_{ij}. \tag{3.13}$$

Чтобы найти компоненты тензора напряжений в сферических координатах, положим в формуле (3.13)

$$x_1 = r,\ x_2 = 0,\ x_3 = 0. \tag{3.14}$$

Получим, что касательные напряжения $\sigma_{ij}\big|_{i\neq j}$ равны нулю. Компонента нормального напряжения, направленного вдоль радиуса, равна

$$\sigma_r = \sigma_{11} = (\lambda + 2\mu)r\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right) + (3\lambda + 2\mu)\frac{u_r}{r} + \sigma_s, \tag{3.15}$$

а нормальные напряжения, перпендикулярные радиусу

$$\sigma_t = \sigma_{22} = \sigma_{33} = \lambda r\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right) + (3\lambda + 2\mu)\frac{u_r}{r} + \sigma^s. \tag{3.16}$$

Для того, чтобы определить напряжения, следует в формулы (3.15), (3.16) подставить перемещения из формулы (3.12), постоянная C в которой определяется из граничного условия, представляющего собой равенство нулю поверхностных сил на границе шара радиуса R:

$$\sigma_r\big|_{r=R} = 0. \tag{3.17}$$

3.2 Линейное распределение усадочных напряжений

Предположим, что изменение усадочного напряжения внутри шара подчиняется линейному закону:

$$\frac{d\sigma^s}{dr} = a = \mathrm{const}. \tag{3.18}$$

Это может выполняться, например, в случае, когда объемная влажность материала пропорциональна парциальному давлению пара (согласно закону сорбции Генри), а относительная влажность воздуха внутри шара линейно зависит от радиуса.

Подставляя соотношение (3.18) в (3.11) и интегрируя, получим

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{u_r}{r}\right)=-\frac{a}{4(\lambda+2\mu)}. \tag{3.19}$$

Интегрируя (3.19) по r, будем иметь выражение для радиального перемещения:

$$u_r=r\left(C-\frac{ar}{4(\lambda+2\mu)}\right). \tag{3.20}$$

После подстановки выражений (3.19) и (3.20) в формулу (3.15), получим выражения для радиальной компоненты тензора напряжений:

$$\sigma_r=-\left(1+\frac{\lambda}{\lambda+2\mu}\right)\frac{ar}{2}+(3\lambda+2\mu)C+\sigma^s(r). \tag{3.21}$$

Постоянную C найдем из граничного условия (3.17):

$$C=\frac{1}{3\lambda+2\mu}\left[\left(1+\frac{\lambda}{\lambda+2\mu}\right)\frac{aR}{2}-\sigma^s(R)\right]. \tag{3.22}$$

Интегрируя (3.18) по *r*, будем иметь:

$$\sigma^s(r)-\sigma^s(R)=-a(R-r). \tag{3.23}$$

После подстановки полученных выражений в формулы (3.21) и (3.16) получим

$$\sigma_r=\frac{a\mu}{\lambda+2\mu}(r-R), \tag{3.24}$$

$$\sigma_t=\frac{a\mu}{\lambda+2\mu}\left(\frac{3}{2}r-R\right). \tag{3.25}$$

Таким образом, перпендикулярные радиусу главные напряжения на границе шара равны

$$\sigma_t\big|_{r=R}=\frac{a\mu R}{2(\lambda+2\mu)}. \tag{3.26}$$

Переходя к техническим постоянным E (модуль упругости) и ν (коэффициент Пуассона) с помощью формул

$$\mu=\frac{E}{2(1+\nu)},\ \lambda=\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \tag{3.27}$$

будем иметь

$$\sigma_t\big|_{r=R}=\frac{1-2\nu}{4(1-\nu)}aR. \tag{3.28}$$

При сушке градиент упругости водяного пара направлен к центру изделия, а градиент усадочных напряжений согласно формуле (2.28) – наружу. Поэтому постоянная a в этом случае положительна, и на поверхности шара возникают растягивающие (положительные) напряжения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные теоретические исследования показывают, что при уменьшении парциального давления водяного пара в порах капиллярно-пористый материал претерпевает усадку, вызванную увеличением поверхностного натяжения скелета материала, покрытого адсорбционным слоем.

Решена задача об усадке шара со сферически-симметричным распределением влажности. Приведен пример расчета при линейных по радиусу усадочных напряжениях, который показывает, что в процессе сушки максимальные растягивающие напряжения в шаре положительны и возникают на его поверхности, что может привести к растрескиванию изделия.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Шейкин А.Е., Чеховский Ю.В., Бруссер М.И. Структура и свойства цементных бетонов. – М.: Стройиздат, 1979. – 344 с.
2. Barogel-Bouny V., Mainguy M., Lassabatere T., Coussy O. Characterization and identification of equilibrium and transfer moisture properties for ordinary and high-performance cementitious materials / Cement and Concrete Research 29 (1999). – P. 1225-1238.

3. Гиббс Дж. В. Термодинамика. Статистическая механика. – М. Наука, 1982. – 584 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. («Теоретическая физика», том V). – М.: Изд-во «Наука», Гл. ред. физ.-мат. лит. – 584 с.
5. Ребиндер П.А. Поверхностные явления в дисперсных системах. Коллоидная химия. Избранные труды. П.А. Ребиндер. – М.: Наука, 1978. – 368 с.
6. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979. – 744 с.
7. Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 576 с.

УДК 666.972.16
Батяновский Э.И.

О МЕХАНИЗМЕ ДЕЙСТВИЯ ДОБАВОК УСКОРИТЕЛЕЙ ТВЕРДЕНИЯ БЕТОНА

Состояние вопроса. Из многообразия химических веществ, используемых в современной технологии для модификации свойств бетонной смеси и бетона, в настоящей работе рассмотрим воздействие на процессы гидратации и твердения цемента добавок ускорителей его твердения. Опыт использования химических ускорителей твердения цементного бетона практически не имеет явно выраженного авторского приоритета, поскольку получил распространение в строительной практике наряду с расширением использования этого строительного материала. Накопление эмпирического опыта в 20-30 гг. XX века, развертывание масштабного строительства в 50-60 гг. требовало интенсификации процесса упрочения бетона, т.к. это обеспечивало высокий темп работ в строительстве в целом. Одним из наиболее доступных и простых решений этой проблемы оказался способ воздействия на цементный бетон путем введения в смесь на стадии приготовления химических веществ-электролитов. Эти добавки, диссоциирующие в водной среде на ионы, активно вовлекаются в процесс взаимодействия вяжущего вещества с водой, способствуют ускоренному и углубленному развитию процессов сорбции, гидратации, возникновения новых фаз, становления коагуляционной и кристаллогидратной структур цементного геля и камня, и, как следствие, обеспечивают повышении темпа роста прочности цементного бетона во времени [1-5].

Постепенное накопление знаний в рассматриваемой области позволило ученым сформулировать целый ряд гипотез о механизме взаимодействия химических добавок в виде хлористого кальция ($CaCl_2$), нитрата кальция ($Ca(NO_3)_2$), нитрит-нитрата кальция ($Ca(NO_2)_2$ + $Ca(NO_3)_2$), сульфата натрия (Na_2SO_4) и ряда других веществ, которые входят в современные реестры добавок ускорителей твердения. Наиболее значимыми из известных предложений по разновидностям механизма воздействия добавок - электролитов на цементное вяжущее в бетоне являются следующие представления, которые изложены по принципу последовательности развития процессов, имеющих место после контакта цемента с водой в присутствии добавки.

Например, это изменение (ускорение) растворимости клинкерных минералов вяжущего вещества под влиянием добавки и, как следствие, повышение темпа протекания процессов гидратации и образования новых фаз, становления и упрочения структуры цементного геля, а затем - камня. При этом разновидности данного механизма воздействия добавок видят как в прямом повышении растворимости клинкерных минералов (вследствие роста «ионной силы» жидкой фазы, из-за присутствия в ней ионов вещества добавки), так и благодаря воздействию на гидратационный процесс за счет связывания продуктов их гидратации (в частности, гидроокись кальция), что смещает реакцию гидратации в сторону ускорения и косвенно способствует повышению растворимости клинкерных минералов.

По другой гипотезе добавки – электролиты, диссоциируя на разноименно заряженные ионы, влияют на адсорбцию воды поверхностью вяжущего, изменяют энергетический баланс двойного электрического слоя, что приводит к ускоренной дезагрегации цементных флокул в присутствии добавки, способствует вовлечению дополнительной реакционноспособной поверхности вяжущего к взаимодействию с водой. Так, при контакте цемента с водой затворения, последняя вначале адсорбируется на внешней стороне цементной флокулы, а затем устремляется вглубь ее под воздействием потенциала поверхности вяжущего. Проникая в зону соприкосновения частиц, составляющих флоку-