Сулейманова Л. А., канд. техн. наук, проф.
Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова

ДИНАМИКА РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ*

ludmilasuleimanova@yandex.ru

Приведены модельные представления о динамике расширяющейся газовой полости в жидкости, позволяющие вести адекватный анализ экспериментальных наблюдений и данных для получения достаточно надежных качественных выводов и количественных оценок процессов, протекающих в газобетонных смесях при формировании поровой структуры.

***Ключевые слова**: динамика расширяющей газовой полости, поровая структура, газобетонные смеси, ячеистые бетоны*

Изучение процессов формирования поровой структуры в ячеистобетонных смесях является основополагающим для обеспечения создания высококачественных поризованных композитов с требуемыми свойствами [1, 2].

Для изучения процессов формирования поровой структуры в газобетонных смесях эффективно могут быть использованы представления о расширении сферической газовой полости в жидкой фазе как единичной контрольной ячейки.

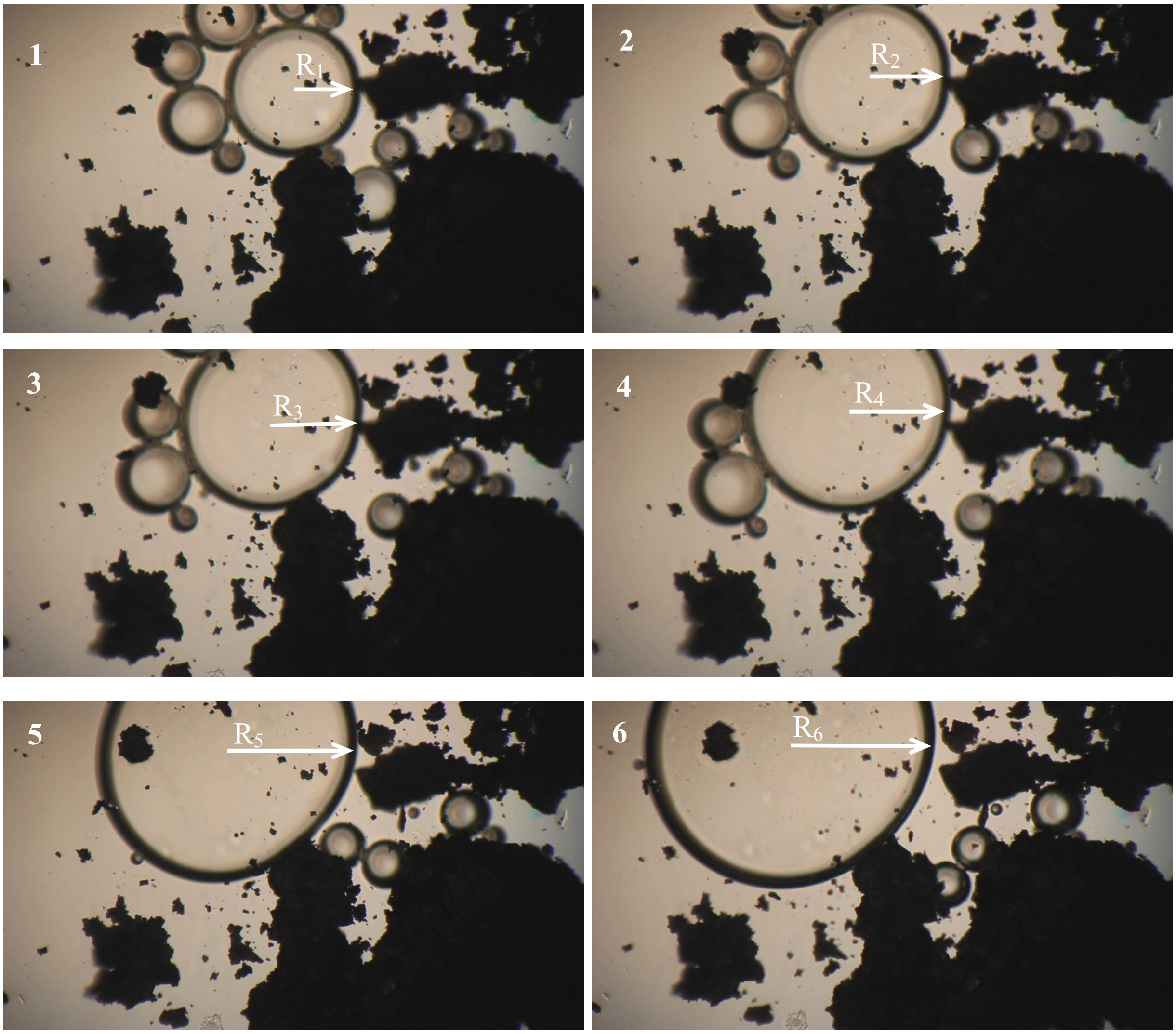

Рис. 1. Рост газовой полости в объеме

Растущую газовую полость в механике двухфазных систем [3, 4] рассматривают внутри массива неподвижной, невязкой и несжимаемой жидкости с непроницаемой сферической оболочкой, радиус которой R изменяется во времени (рис. 1). Схема роста газовой полости в объеме жидкости представлена на рис. 2.

Внутри газового пузырька давление можно считать однородным. Это давление равно давлению в жидкой фазе на границе полости, т.е. при r = R, p = p_R.

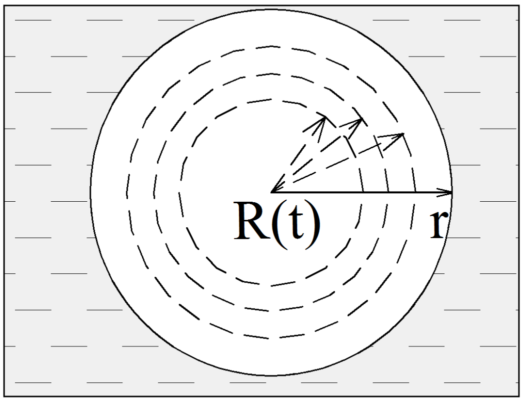

Рис. 2. Схема роста газовой полости в объеме жидкости

Изменение размера газовой полости R(t) взаимосвязано с изменением давления $p_R - p_0$ во времени соотношением, называемым уравнением Рэлея:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{P_R - P_0}{\rho_Ж}, \quad (1)$$

где $\ddot{R} = \dfrac{d^2R}{dt^2} = \dfrac{d\dot{R}}{dt}$.

Уравнение Рэлея в представленной форме является уравнением динамики и характеризует то, что перепад давлений в невязкой жидкой фазе определяется инерционными силами при сферически симметричном движении границы газовой полости. При изотермическом расширении в невязком приближении (η = 0) распределение давления вокруг растущего пузырька имеет немонотонный экстремальный вид с максимумом на радиусе $r_m \approx \sqrt[3]{4}R$ (рис. 2) [4].

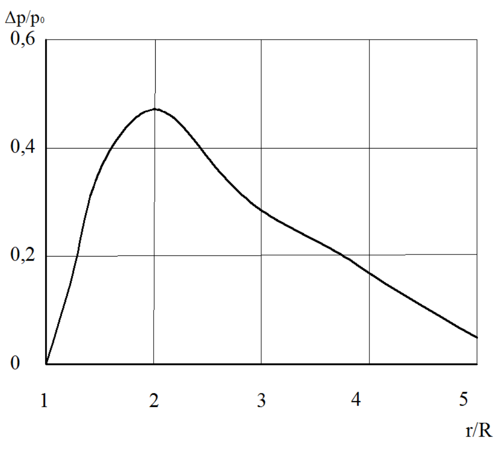

Рис. 3. Распределение давления вокруг растущего пузырька

Когда в жидкой фазе смеси ячеистого бетона возникает пузырек, радиус которого R превосходит критический радиус R_*, то такой пузырек начинает расти в объеме за счет выделяемого водорода внутрь пузырька.

Критический радиус газового пузырька отвечает состоянию равновесия пузырька с окружающей жидкой фазой при давлении внутри пузырька, отличающимся от давления жидкости на величину лапласовского скачка:

$$\Delta p = p_Г - p_Ж = 2\sigma/R_* \quad (2)$$

Скорость увеличения объема пузырька в газобетонной смеси при $R >> R_*$ в общем случае зависит от скорости химической реакции выделения водорода, сопротивления «расталкиваемой» жидкой фазы (динамические эффекты), а также энергетических эффектов, вызванных экзотермическими процессами, протекающими в смеси.

Динамические эффекты расширяющегося газового пузырька, связанные с характеристиками окружающей непрерывной среды, обусловлены инерцией жидкости и ее вязкостью. Поэтому, в механике двухфазных систем [3] рассматривают предельные схемы роста газового пузырька, каждая из которых соответствует лишь одному из имеющихся эффектов:

– динамическая инерционная схема;

– динамическая вязкая схема.

Исходя из непроницаемости оболочки по рис. 2 скорость изменения радиуса оболочки $\dot{R} = \dfrac{dR}{dt}$ равна радиальной скорости движения частиц жидкости на поверхности u_R, т.е. $u_R = \dot{R}$.

Распределение радиальной скорости в жидкости:

$$u(r,t) = \dot{R}\frac{R^2}{r^2}, \quad (3)$$

при этом на бесконечности (r→∞) жидкость остается неподвижной. Динамическая вязкая схема отвечает случаю, когда перепад давлений газа в пузырьке $p_Г$ и жидкости p_0 в любой момент времени уравновешивается нормальной компонентой тензора вязких напряжений в жидкости на границе пузырька:

$$p_г - p_0 = -2\eta\left(\frac{du_R}{dr}\right)_{r=R} = 4\eta\frac{\dot{R}}{R}. \quad (4)$$

Динамическая вязкая схема определяет скорость роста газового пузырька в вязкой жидкости при малых значениях радиуса пузырька [3]. Во многих практических задачах, например, росте парового пузыря в объеме перегретой воды, эффекты вязкости играют незначительную роль в процессе роста пузыря. При этом значимой является динамическая инерционная схема роста пузырька.

В соответствии с динамической инерционной схемой рост пузырька в жидкости обусловлен постоянным перепадом давлений $\Delta p = p_Г - p_0$, а закон роста находится в соответствии с уравнением Рэлея (1).

Даже при высоких давлениях газа в пузырьке остается справедливым сильное неравенство $p_Г << p_Ж$ и газовый пузырек в жидкой фазе в известном смысле – это «пустота» в жидкости. Кроме того, в реальных условиях скорость расширения объема $\dot{R}$ много меньше скорости звука в газовой фазе. Это означает, что давление газа в пузырьке в любой момент его роста можно считать однородным. Поэтому давление на границе пузырька со стороны жидкости связано с давлением газа $p_Г$ уравнением Лапласа в форме:

$$p_R^Ж = p^Г - 2\sigma H(z), \qquad (5)$$

где H(z) – кривизна поверхности пузырька в предположении ее ассиметричности.

В условиях стационарного движения в невязкой жидкости сфера не испытывает сопротивления (парадокс Даламбера). В случае ускоренного движения сферы в жидкости сила сопротивления возникает, что связано с эффектом присоединенной массы жидкости [3].

Ускоренно движущееся в жидкости тело вовлекает в ускоренное движение определенную массу жидкости. Такое тело как бы увеличивает свою массу, и второй закон Ньютона для тела имеет вид:

$$F = (m + m_*)\frac{du}{dt}, \qquad (6)$$

где m – собственная масса тела; m_* – присоединенная масса жидкости, вовлекаемой в движение; F – сила, вызывающее ускоренное движение.

Величина присоединенной массы для сферы [3]:

$$m_* = \frac{2\pi}{3}\rho_Ж R^3. \qquad (7)$$

Следовательно, присоединенная масса составляет половину массы жидкости, вытесняемой сферой. Для движущегося тела в виде газовой полости со сферической оболочкой собственная масса газового пузырька $m << m_*$, так как $p_Г << p_Ж$. Тогда динамику ускоренного движения определяет преимущественно величина присоединенной массы. Качественно такая ситуация имеет место при росте газового пузырька в жидкой фазе и инерционное сопротивление «расталкиваемой» жидкости может быть объяснено с использованием понятия присоединенной массы. Кроме того, при сильном уменьшении скорости роста газового пузырька первоначально приведенная в движение жидкость, как показывают эксперименты, увлекает пузырек за собой.

Приведенные модельные представления о динамике расширяющейся газовой полости в жидкости позволяют вести адекватный анализ экспериментальных наблюдений и данных для получения достаточно надежных качественных выводов и количественных оценок процессов, протекающих в газобетонных смесях при формировании поровой структуры. При этом следует иметь в виду, что закономерности процессов в ячеистобетонных смесях проявляются лишь статически.

Работа выполнена в рамках Программы стратегического развития БГТУ им. В.Г. Шухова на 2012–2016 годы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Рахимбаев Ш.М. К теории газонаполненных материалов // Вестник Белгородского государственного технологического университета им. В.Г. Шухова. 2005. №9. С. 182-186.

2. Рахимбаев Ш.М. О влиянии размера и форм пор на теплотехнические характеристики ячеистых бетонов // Бетон и железобетон. 2010. №1. С. 10-13.

3. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем. М.: Изд-во МЭИ, 2000. 374 с.

4. Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 303 с.