ПОЛУЧЕНИЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СОРБЕНТОВ ДЛЯ ОЧИСТКИ ВОДЫ

Процай А.А., Двадненко М.В., Привалова Н.М., Привалов Д.М.

Кубанский государственный технологический университет, Краснодар, e-mail: amra@ok.kz

Возрастающее применение неорганических сорбентов для очистки воды заставляет уделять особое внимание физико-химическому обоснованию рационального использования различных представителей природных сорбентов для очистки воды.

Актуальным является синтез неорганических сорбентов, способных одинаково эффективно извлекать различные катионы из многокомпонентной смеси. Весьма перспективными ионообменниками являются магний – алюминиевые сорбенты, проявляющие высокую селективность по отношению к ионам d-элементов.

Немалый интерес в качестве сорбентов, представляют малорастворимые совместно осажденные гидроксиды (СОГ) Al(III)–Mg(II) однако, механизм и закономерности их формирования изучены недостаточно. Интересующие нас гидроксиды это двойные гидроксиды двух- и трёхвалентных металлов со структурой типа гидроталькита, слои в структуре которых имеют положительный заряд, компенсируемый анионами, локализованными вместе с молекулами воды в расширенных межслоевых пространствах. Особый интерес представляют собой системы на основе гидроксидов магния и алюминия.

Исследование широкого круга бинарных систем Al(III)–Mg(II) как на стадиях гидролитической поликонденсации, так и на стадиях образования кристаллических осадков позволило установить взаимосвязь между продуктами, формирующимися на этих стадиях. Учитывая обнаруженное влияние двухвалентного компонента на направление процессов поликонденсации аква-ионов Al(III), можно регулировать фазовый состав осадков: изменять количественное соотношение между байеритом и псевдобемитом, и равномерно распределять фазы в массе осадка. Полученные результаты позволяют выбрать условия синтеза, когда на стадии поликонденсации преимущественно образуется ПГК (полиядерный гидроксокомплекс) A1, который далее переходит в псевдобемит. Последний является наиболее распространенным в практике приготовления сорбентов связующим, обеспечивающим образование пластичных масс и гранул с высокими структурно-механическими характеристиками.

Физико-математические науки

ЗАДАЧА ГЕРЦА В ПЕРЕМЕННЫХ ЭЙЛЕРА

Ершов В.И.

Анапа, e-mail: ershovVIT@gmail.com

Формула для перемещений в задаче Буссинеска являются необходимым промежуточным звеном при решении одной из важных контактных задач о взаимодействии двух шаров. Говоря о контактных задачах, крупные специалисты, представляющие школу, сделавшую наибольший вклад в России в эту проблему, написали в 2003 году: «Изучение проблемы далеко не закончено и к настоящему времени» [1]. С этим нельзя не согласиться. Все контактные задачи решены с использованием переменных Лагранжа [2], которые дают менее точные решения в тех задачах, когда искомая функция является приращением переменной. Именно такие задачи вторым планом проходят в контактных задачах. Следует при решения этих задач заменить переменные Лагранжа переменными Эйлера.

Перемещения в задаче Буссинеска меньше и гораздо точнее в переменных Эйлера по сравнению с существующими решениями в переменных Лагранжа. Определяя перемещения в переменных Эйлера , получим меньший характерный размер контактной поверхности, меньшую контактную площадь и большие контактные напряжения. Первостепенную роль в этих задачах играет закон для контактных напряжений Герца

$$\varepsilon p(x) = \frac{p_{\max}}{a}\sqrt{a^2 - x^2}, \qquad (1)$$

позволяющий решить два интегральных уравнения с неизвестным наибольшим удельным давлением $p_{\max}$ и с неизвестным радиусом a контактной поверхности.

Сохраняя полностью постановку контактных задач и все промежуточные математические процедуры [2], представляя формулу для перемещений в задаче Буссинеска в общем виде

$$W = \frac{P\left(1-\mu^2\right)k}{\pi E r}, \qquad (2)$$

получим:

$$p_{\max} = \sqrt[3]{6P\left(R_1+R_2\right)^2 \Big/ \pi^2 R_1^2 R_2^2 \left[\left(1-\mu_1^2\right)\Big/E_1 + \left(1-\mu_2^2\right)\Big/E_2\right]^2 k^2}. \qquad (3)$$

Принятые обозначения в формуле (2): W –вертикальное перемещение от внешней силы P для точки с полярным радиусом r; μ – коэффициент Пуассона; E – модуль Юнга; k – признак переменной.

При $k = 1$ имеем для наибольших контактных напряжений решение Герца (1881 г.) в переменных Лагранжа; при $k = 2/3$ имеем решение в переменных Эйлера. Математически корректное

решение в переменных Эйлера превосходит решение в переменных Лагранжа в $(3/2)^{2/3} = 1{,}311$, составляя 31,1 %. Своеобразие контактных задач ещё и в том, что локальный предел текучести в 2...2,5 раза больше стандартного предела текучести при растяжении-сжатии. Пользуясь одним из вариантов условий прочности $p_{\max} \le \sigma_y^* / n_н$, можно найти коэффициент запаса в задаче Герца $n_н$ ($k = 1$), решенной в переменных Лагранжа и коэффициент запаса в этой же задаче в переменных Эйлера $n_н$ ($k = 2/3$).

Если в основу расчетов брать корректную задачу Герца в переменных Эйлера, то действительный коэффициент запаса $n_н$ ($k = 2/3$) меньше традиционного коэффициента запаса $n_н$ ($k = 1$). Проектирование по корректному $n_н$ ($k = 2/3$) приводит к более безопасному проекту деталей. Впрочем, это стало ясным сразу после установления того факта, что наибольшие контактные напряжения больше в переменных Эйлера.

Аналогично решается задача о взаимодействии двух цилиндров. При плоской деформации общее выражение для перемещений в задаче Фламана имеет вид:

$$V(\theta = -\pi/2) = -c \cdot P \ln(r/h) - bP. \qquad (4)$$

Значения постоянных в (4) при решении задачи в переменных Лагранжа:

$$c = 2(1 - \mu^2)/\pi E; \quad b = (1 + \mu)/\pi E.$$

Значения постоянных при решении задачи в переменных Эйлера:

$$c = (1 - \mu^2)/\pi E; \quad b = 1/2\pi E.$$

Введем обозначения для постоянных системы из двух цилиндров:

$$C = c_1 + c_2 = 2(1 - \mu_1^2)/\pi E_1 + 2(1 - \mu_2^2)/\pi E_2;$$

– постоянная для двух цилиндров при решении задачи в переменных Лагранжа;

$$C = c_1 + c_2 = (1 - \mu_1^2)/\pi E_1 + (1 - \mu_2^2)/\pi E_2;$$

– постоянная для двух цилиндров при решении задачи в переменных Эйлера.

Аналогично:

$$b_1 + b_2 = (1 + \mu_1)/\pi E_1 + (1 + \mu_2)/\pi E_2;$$

$$b_1 + b_2 = 1/2\pi E_1 + 1/2\pi E_2;$$

$$B = b_1 + b_2 + \text{const};$$

$$B = (1 + \mu_1)/\pi E_1 + (1 + \mu_2)/\pi E_2 + \text{const}$$

или

$$B = 1/2\pi E_1 + 1/2\pi E_2 + \text{const}.$$

Выполняем для общего вида (4) все операции строго в соответствии с работой [2], решаем интегральные уравнения

$$\int_{-a}^{a} p(x)dx = P; \quad C\int_{-a}^{a} p(x)\ln(\xi - x)dx = \beta\xi^2 + B$$

и получаем:

$$p_{\max} = \sqrt{\frac{2P(R_1 + R_2)}{\pi^2 R_1 R_2 C}}. \qquad (5)$$

Постоянные b_1, b_2, вошедшие в постоянную B, исчезнут вместе с B при промежуточном дифференцировании. Наибольшие контактные напряжения в переменных Эйлера превосходят соответствующие напряжения, найденные в переменных Лагранжа, на 41,4 %.

Список литературы

1. Павлов П.А., Паршин Л.И., Мельников Б.Е., Шерстнев В.А. Сопротивление материалов: учебное пособие / под ред. Б.Е. Мельникова. – СПб.: Изд-во «Лань», 2003. – 380 с.

2. Кац А.М. Теория упругости. – 2-е изд. – СПб.: Изд. «Лань», 2002. – С. 181-192.

ε-РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ОДНОЙ МОДЕЛИ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННЫХ ФУНКЦИИ ТОКА И ВИХРЯ СКОРОСТЕЙ

Куттыкожаева Ш.Н., Наурызбаева А.А.

Кокшетауский государственный университет им. Ш. Уалиханова, Кокшетау, Казахстан, e-mail: shaharzat@mail.ru

В этой работе исследуется ε-регуляризация одной модели вязкой несжимаемой жидкости в переменных функции тока и вихря скоростей с учетом температур. Доказывается существование и сходимость обобщенного решения вспомогательной задачи. Получены равномерные априорные оценки.

Движение вязкой несжимаемой жидкости в переменных функции тока и вихря скоростей с учетом температур сводится к решению уравнения [1]:

$$\frac{\partial \Delta\psi}{\partial t} + \psi_y \omega_x - \psi_x \omega_y = \mu\Delta\omega + \gamma\theta_y;$$
$$\omega = \Delta\psi; \quad \frac{\partial\theta}{\partial t} + \psi_y \frac{\partial\theta}{\partial x} - \psi_x \frac{\partial\theta}{\partial y} = \lambda\Delta\theta, \qquad (1)$$

$$\theta\big|_{t=0} = \theta_0(x), \quad \omega\big|_{t=0} = \omega_0(x), \quad \frac{\partial\theta}{\partial t}\bigg|_S = 0, \quad \frac{\partial\psi}{\partial n}\bigg|_S = \psi\big|_S = 0, \quad t \in [0, T]; \qquad (2)$$