

Т. Я. ГОРАЗДОВСКИЙ

## О ТЕРМОРЕОЛОГИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

(Представлено академиком П. А. Ребиндером 7 V 1970)

Известны явления пристенного скольжения при перемещении твердого тела относительно вязкой и вязко-пластичной среды (<sup>1, 2</sup>). Пристенное скольжение обычно локализуется или непосредственно у стенки или на очень малом расстоянии от нее (порядка десятков или сотен молекулярных слоев). Явления пристенного скольжения радикально препятствуют реологическим измерениям. В частности, почти во всех наиболее совершенных реологических приборах ротационного типа они осложняют, например, получение правильного (инвариантного) значения вязкости (<sup>2, 3</sup>). Обычно принимают, что в таких приборах отсутствует пристенное скольжение при испытаниях ньютоновских жидкостей, т. е. жидкостей с постоянной вязкостью в области ламинарного течения при неслишком малых зазорах (<sup>2</sup>). Принято считать, что пристенное скольжение может возникать только в структурированных средах вследствие неоднородности структуры и наибольшей степени ее разрушения в зоне наибольшего градиента скорости у стенки. Исследователи эффектов пристенного скольжения рассматривали главным образом чисто реологические (механические) стороны явления, стремились дать количественное описание, но не обращали существенного внимания на теплофизическую сторону процессов. В ротационных эласто-пластовискозиметрах (реометрах), имеющих неоднородные реологические поля при вращении ротора с заданной скоростью после его поворота относительно статора на большие углы или на несколько оборотов в случае сред, характеризуемых большим числом Прандтля, нами наблюдались образование зоны снижения эффективной вязкости и возникновения больших локальных скоростей сдвига на значительном расстоянии от внутреннего цилиндра.

Число Прандтля  $Pr = \nu / a = \eta c_p / \lambda$  как отношение кинематической вязкости  $\nu$  к теплопроводности  $a$  или отношение произведения динамической вязкости  $\eta$  на теплоемкости  $c_p$  к теплопроводности  $\lambda$  является не только удобной критериальной величиной, но и физической константой в уравнениях тепло- и массообмена (<sup>4</sup>). С ростом температуры всех жидкостей, особенно органических (масел),  $Pr$  резко уменьшается.

По мере вращении ротора зона с пониженной вязкостью перемещается, несколько изменяется ее ширина, а затем явление становится установившимся. При зазоре между рабочими поверхностями от 8 до 22 мм, например для случая эпоксидной смолы с ньютоновской вязкостью  $\eta = 400$  пуаз, центральная часть зоны больших скоростей сдвига при малых скоростях вращения устанавливается на расстоянии 2—4 мм от стенки внутреннего цилиндра с шириной зоны 1—3 мм. С увеличением числа оборотов центр зоны перемещается на расстояние 4—6 мм и ширина соответственно возрастает до 2—4 мм (рис. 1). В этом случае хорошо видно, что зона не четко локализована — ее границы несколько диффузны. При дальнейшем увеличении числа оборотов центр зоны почти не смещается, но зона становится более узкой — в пределах 1—2 мм. В этой зоне вязкость снижается на порядок и даже больше. Непосредственные измерения показали, что в зоне скольжения средняя температура выше при-



$j_a$  — характеризует относительное количество аккумулированного тепла, а  $K = K(G, g, c_p)$ . Теперь (5) примет вид:

$$\nabla^2 T \cong \text{Pr} \frac{K}{j_a} \dot{\gamma}^2 = K \text{Pr} \tau^2 = \frac{K}{a} \tau^2. \quad (7)$$

Следовательно, чем больше  $\text{Pr}$  при заданной скорости деформации или чем меньше теплопроводность  $a$  жидкости при данном значении напряжений  $\tau$  сдвига в ней, тем больше т.р.э. Для структурированных ( $p_m > 0$ ) жидкостей при данном значении скорости деформации и вязкости  $\eta$ , разрушенной структуры тепловыделение будет больше, чем у ньютоновских ( $p_m = 0$ ,  $\eta_s \neq 0$ ) жидкостей при  $\eta_s = \eta$ , поэтому т.р.э. проявляется резче, т. е.  $\nabla^2 T$  больше.

Для оценки влияния степени однородности реологических полей на т.р.э. удобно воспользоваться коэффициентом аккумуляции тепловой энергии в элементарном объеме

$$\alpha = (I' - I'') / I' = 1 - 1 / j_a = 1 - \nabla^2 T / \text{Pr} \dot{\gamma}^2 = 1 - K \nabla^2 (\dot{\gamma}^2) / \text{Pr} \dot{\gamma}^2, \quad (8)$$

который показывает, что при  $\nabla^2 T \equiv 0$  при  $\nabla^2 (\dot{\gamma}^2) \equiv 0$ , т. е. когда поле температуры или поля реологических параметров однородны, все тепло аккумулируется в жидкости и всюду  $\alpha = 1$ . Это означает, что жидкость прогревается равномерно по всему слою (рис. 2) и т. р. э. отсутствует.

Для устранения вредного влияния т.р.э. при вискозиметрических и реометрических исследованиях необходимо пользоваться приборами с тороидальными поверхностями со специальным профилем радиального сечения (6) с зазорами неограниченной величины или приборами с узким зазором между рабочими поверхностями (7).

Московский гидромелиоративный институт

Поступило  
23 IV 1970

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Э. Гатчек, Вязкость жидкостей, М., 1935. <sup>2</sup> Д. М. Толстой, ДАН, 114, 1231 (1957).
- <sup>3</sup> Т. Я. Гораздовский, С. А. Регирер, ЖТФ, 26, в. 7 (1956).
- <sup>4</sup> А. А. Гухман, Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена, М., 1967. <sup>5</sup> Г. Карслоу, Д. Егер, Теплопроводность твердых тел, М., 1964.
- <sup>6</sup> Т. Я. Гораздовский, ЖТФ, 10, в. 9 (1950); Зав. лаб., № 3 (1949).
- <sup>7</sup> П. А. Ребиндер, В. А. Федотова, Колл. журн., 30, № 5 (1968).