

泡沫流体的剪应力与法向应力差

周承东 褚家瑛 江体乾
(华东化工学院流变学研究室, 上海)

摘要 本文在同时考虑表面张力与粘性力的情况下, 以三维模型—长菱形十二面体及泡沫的应力张量表达式为基础, 得出了泡沫的剪应力及法向应力差表达式, 并通过计算机进行了求解, 讨论了泡沫粘度、泡沫大小等因素对剪应力及法向应力差的影响。

实验使用了 RMS-605 大型流变仪、RV-2 流变仪及毛细管流变仪测定泡沫流变特性。消除了表面滑移影响后得到的剪应力与法向应力差数据与理论结果较接近, 说明理论模型具有一定的实用价值。

关键词 泡沫, 剪应力, 法向应力差

一、引 言

泡沫在现代工业中的应用是十分广泛的。泡沫分离技术可以解决工业废水中稀贵金属的提取、食品加工中蛋白酶和糖的精制等问题。特别是在石油开采方面, 泡沫可起到重要作用。由于它的独特流变性能, 可以提高石油的采收率, 因而在提高原油产量及采收率技术中备受青睐。目前已有许多研究者开始致力于泡沫流变性的研究。

Fried^[1], Mitchell^[2], David L. Holcomb^[3] 与 J. T. Patton^[4] 等人对泡沫流变性进行了实验研究, 但得出的结论各不相同, 这说明泡沫是一种非常复杂的流体。八十年代初, 由 H. M. Princen^[5] 开始, 对泡沫流变性进行了理论研究。从泡沫单元是两维六角形网状结构出发, 他首先做了屈服应力的计算, 以后 Kraynic 与 Hancen^[6] 及 S.A.Khan 与 R. C. Armstrong^[7] 又以该模型为基础得出了泡沫的剪应力与法向应力差。但是, 由于两维模型过于简化, 这些计算与实际偏差较大。本文从三维模型出发, 得到的剪应力与法向应力差结果与实际较接近。

二、理论分析

1. 泡沫的几何模型

泡沫体由气泡堆积而成, 是多面体的组合, 且多面体面角为 120° 时体系呈力学稳定^[8]。H. M. Princen^[9] 提出的长菱形十二面体模型可以充满整个空间, 且满足力学稳定性条件。

当泡沫的气体分率 φ 不同时, 单个气泡占据的空间形状也不同。 $\varphi = 1$ 时, 气泡外形即为十二面体, $\varphi < 1$ 时, 泡沫内液体存在于 Pleatean 边界中。未变形时的 Pleatean 边

本文于 1989 年 11 月 10 日收到, 1990 年 6 月 24 日收到修改稿。

界半径 ρ 与 φ 有关。可以求出十二面体中液体占据的体积, 由 $\varphi = V_m/V_m$ 得到:

$$k = 9.4128 \cos \left\{ \frac{1}{3} [\arccos(1 - 0.2425(1 - \varphi)) + 4\pi] \right\} + 4.706 \quad (1)$$

其中, $k = \rho/R$, R 为相邻两气泡距离的一半

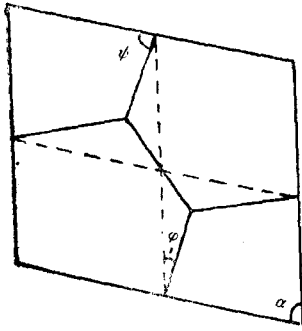


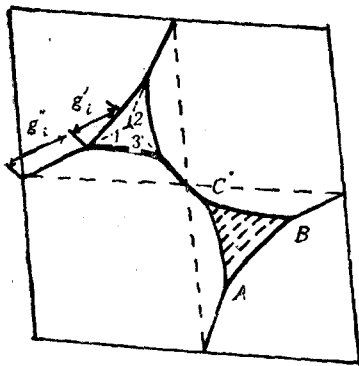
图 1

根据泡沫的几何模型, 从中取相邻八个, 将其中心连接, 得到每个面呈锐角为 60° 的菱形的斜六面体, 它就是泡沫的基本单元. 对于 $\varphi = 1$ 的干泡沫, 不存在 Plateau 边界(如图 1), 而 $\varphi < 1$ 的湿泡沫, 存在 Plateau 边界. 当它受力后, 中间膜面受挤压, 导致两边界合并, 则模型发生变化. 未合并前称为模型 1, 合并后称为模型 2 (如图 2(a) 及 2(b)).

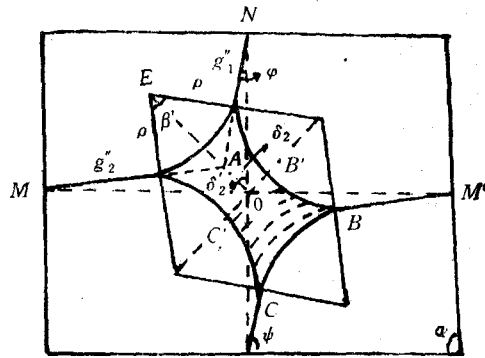
2. 泡沫的剪应力与法向应力差

S. A. Khan 与 R. C. Armstrong^[7] 提出, 泡沫的应力张量可表达为

$$\tau = -\frac{1}{V} \int_A \sigma(\delta - nn) dA - \frac{\mu}{V} \int_{V-V_g} \dot{\gamma} dV \quad (2)$$



(a)



(b)

图 2

其中, V : 泡沫单元体积; A : 液膜表面积; σ : 发泡液表面张力; δ : 单位张量; n : 垂直于液膜表面的单位矢量; μ : 泡沫粘度; V_g : 泡沫单元中气体体积.

S. A. Khan 只对干泡沫二维模型情况对上式进行了讨论. 对湿泡沫、三维模型的讨论目前尚未见到报导.

考虑表面张力作用时, 忽略液膜厚度, 则有

$$\tau_{\text{表面张力}} = -\frac{1}{V} \int_A \sigma(\delta - nn) dA = -\frac{2\sigma}{V} \sum_i T_i T_i g_i \quad (3)$$

由于形变过程中膜面被拉伸或压缩, 所以应变速率可以表达为

$$\dot{\gamma} = 2\dot{\epsilon}_i T_i T_i - 2\dot{\epsilon}_i n_i n_i \quad (4)$$

其中

$$\dot{\varepsilon}_i = \frac{d \ln g_i}{dt} = \frac{1}{g_i} \frac{dg_i}{d\gamma} \dot{\gamma}$$

这里, g_i 为第 i 个膜的长度, γ 为泡沫的应变, T_i 为平行于液膜表面的单位矢量.

同时利用 S. A. Khan^[7] 的推导, 粘性力项可表达为

$$\tau_{\text{粘性力}} = -\frac{\mu}{V} \int_{v-v_g} \delta dV = -\frac{\mu}{V} \sum_i 2\varepsilon_i (2T_i T_i - \delta) \left[C(\varphi) \cdot \left(\frac{2\sqrt{3}}{3} R \right)^2 \right] \quad (5)$$

其中

$$C(\varphi) = \frac{\sqrt{3}}{2} (1 - \sqrt{\varphi}) \sqrt{\varphi}$$

于是, 可以对干泡沫及湿泡沫分别进行讨论.

1) 干泡沫(如图 1)

$$\tau_{yx} = -\frac{\sigma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i \left[T_i^x T_i^y g_i \left(1 + C'_a \frac{R}{g_i^2} \frac{dg_i}{d\gamma} \right) \right] \quad (6)$$

同时利用 Lodge-Meissner 规则 $\frac{\tau_{11} - \tau_{22}}{\tau_{12}} = \gamma$, 得到

$$\tau_{xx} - \tau_{yy} = -\frac{\sigma\gamma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i \left[T_i^x T_i^y g_i \left(1 + C'_a \frac{R}{g_i^2} \frac{dg_i}{d\gamma} \right) \right] \quad (7)$$

其中

$$C'_a = \frac{8}{3} C_a \cdot C(\varphi) \quad C_a = \frac{\mu\dot{\gamma}R}{\sigma}$$

2) 湿泡沫 对于湿泡沫, 要分成两个阶段来考虑:

(1) Pleateau 边界未合并前一模型 1

如图 2(a), 有

$$\tau_{yx} = -\frac{2\sigma}{V} \sum_i T_i^x T_i^y g_i'' - \frac{\sigma}{V} \sum_i T_i^x T_i^y dl_i - \frac{\mu}{V} \int_{v-v_g} \dot{\gamma} dV$$

由图 2(a) 可看出, 将 Pleatean 边界的各部分圆弧拼接起来刚好组成一完整圆, 且各圆弧只作平移而未改变方向. 且 Pleatean 边界内虚拟液膜两倍恰为圆的外切正六边形. 于是

$$\sum_i T_i^x T_i^y dl_i = \oint T^x T^y dl = -\int_0^{2\pi} \cos\theta \cdot \sin\theta d\theta = 0$$

将图 2(a) 中虚拟液膜放大, 并由六边形对称性可知

$$\frac{2\sigma}{V} \sum_i T_i^x T_i^y g_i = \frac{2\sigma}{V} \cdot 2g_i \sum_i T_i^x T_i^y = 0$$

同时, 湿泡沫中的液体有相当一部分存在于 Pleatean 边界中, 如图 2(a), 将 Pleatean 边界 ABC 沿 AB 方向分割, 称 AB 为 $g_{i\frac{1}{2}}$, 则

$$g_{i\frac{1}{2}} = g_{i\frac{1}{2}} - \frac{g_{i\frac{1}{2}}}{n} (i-1) \quad g_{i\frac{1}{2}} = \frac{\pi}{3} \rho \quad (8)$$

又考虑到 $g_i = g'_i + g''_i$, 于是模型 1 的剪应力与法向应力差可表达为

$$\tau_{yz} = -\frac{\sigma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i^2 \left[T_i^x T_i^y g_i \left(1 + C_a' \frac{R}{g_i^2} \frac{dg_i}{d\gamma} \right) \right] - \frac{\sigma}{\sqrt{2}R^3} \sum_i^n C_a' \frac{R}{2g_{i\phi}} T_i^x T_i^y \frac{dg_{i\phi}}{d\gamma} \quad (9)$$

$$\tau_{xx} - \tau_{zz} = -\frac{\sigma\gamma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i^2 \left[T_i^x T_i^z g_i \left(1 + C_a' \frac{R}{g_i^2} \frac{dg_i}{d\gamma} \right) \right] - \frac{\sigma\gamma}{\sqrt{2}R^3} \sum_i^n C_a' \frac{R}{2g_{i\phi}} T_i^x T_i^z \frac{dg_{i\phi}}{d\gamma} \quad (10)$$

(2) Pleatean 边界合并后—模型 2

如图 2(b), 有

$$\tau_{yz} = -\frac{2\sigma}{V} \sum_i T_i^x T_i^y g_i'' - \frac{\sigma}{V} \sum_i T_i^x T_i^y dl_i - \frac{\mu}{V} \int_{v-v_g} \dot{\gamma} dV$$

与模型 1 类似地有,

$$\sum_i T_i^x T_i^y dl_i = 0$$

同样, 将 Pleatean 边界 $CBB'C'$ 进行分割(如图 2(b)), 有

$$g_{i\phi} = g_{i\psi} - \frac{(\pi - \beta') \cdot \rho / 2}{n} (i-1) \quad g_{1\phi} = \beta' \rho \quad (11)$$

于是, 模型 2 的剪应力与法向应力差可表达为

$$\tau_{yz} = -\frac{\sigma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i^2 \left[T_i^x T_i^y g_i'' \left(1 + C_a' \frac{R}{g_i''^2} \frac{dg_i''}{d\gamma} \right) \right] - \frac{\sigma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i^n C_a' \frac{R}{g_{i\phi}} T_i^x T_i^y \frac{dg_{i\phi}}{d\gamma} \quad (12)$$

$$\tau_{xx} - \tau_{zz} = -\frac{\sigma\gamma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i^2 \left[T_i^x T_i^z g_i'' \left(1 + C_a' \frac{R}{g_i''^2} \frac{dg_i''}{d\gamma} \right) \right] - \frac{\sigma\gamma}{2\sqrt{2}R^3} \sum_i^n C_a' \frac{R}{g_{i\phi}} T_i^x T_i^z \frac{dg_{i\phi}}{d\gamma} \quad (13)$$

由以上分析可看出, 必须得知变形过程中泡沫单元内各膜之间的关系方可求出剪应力与法向应力差。

下面进行泡沫单元变形情况分析

1) 干泡沫变形分析

(1) 建立的坐标系如图 3, 并做如下假设: (i) 变形过程中泡沫不可压缩, 即: 单元体积不变; (ii) 泡沫是均匀单分散体系; (iii) 泡沫单元高度不变; (iv) 形变过程中侧面对称。

将体形变分解为面形变:

底面 如图 1 及图 3, 由三角形内余弦定理可得知 g_1, g_2, g_3 的关系。同时,

$$\alpha_{\text{底}} = \sin^{-1} \frac{2\sqrt{3}R^2}{AB \cdot BC} \quad \varphi_{\text{底}} = 60^\circ - \frac{1}{2}\alpha_{\text{底}}$$

$$\phi_{\text{底}} = 180^\circ - \alpha_{\text{底}} - \varphi_{\text{底}}$$

于是,

$$T_1^x = -\cos \phi_{\text{底}} \quad T_1^y = 0 \quad T_1^z = \sin \phi_{\text{底}}$$

$$T_2^x = -\cos \varphi_{\text{底}} \quad T_2^y = 0 \quad T_2^z = \sin \varphi_{\text{底}}$$

$$T_3^x = -\cos \frac{\alpha_{\text{底}}}{2} \quad T_3^y = 0 \quad T_3^z = \sin \frac{\alpha_{\text{底}}}{2}$$

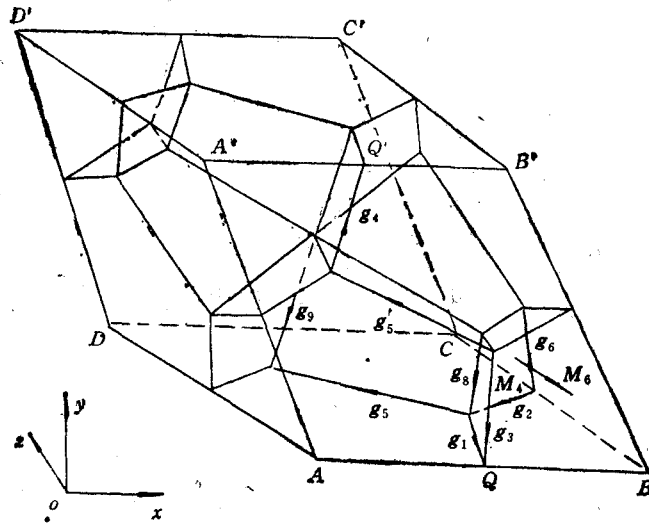


图 3

正侧面 由于对称性, $g'_5 = g_5$ (如图 3), 其它各膜之间的关系类似于底面, 不同的是 (如图 1 及图 3)

$$\sin \varphi_m = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{g'_5}{BB'}$$

$$\overline{AB} \cdot \overline{BB'} \cdot \sin \alpha_m = \frac{\sqrt{3}}{2} (g_3 g_4 + g_3 g'_5 + g_4 g'_5)$$

$$T_3^z = -\cos \phi_m \cdot T_4^z = -\cos \varphi_m \quad T_5^z = -\cos \frac{\alpha_m}{2}$$

由于正侧面 $M_1 = g_3 \times g_4 = g_3 \times g'_5 = g_4 \times g_5$ 过 x 轴, 于是:

$$T_3^z T_4^z - T_3^y T_4^y = 0 \quad T_3^z T_5^z - T_3^x T_5^x = 0 \quad T_4^z T_5^z - T_4^x T_5^x = 0$$

同时

$$(T_3^z)^2 + (T_3^y)^2 + (T_3^x)^2 = 1 \quad (T_4^z)^2 + (T_4^y)^2 + (T_4^x)^2 = 1$$

$$(T_5^z)^2 + (T_5^y)^2 + (T_5^x)^2 = 1$$

旁侧面 可做类似于正侧面的分析

(2) 应变的计算

如图 3, 设棱 $B'Q'$ 发生形变产生的位移为 ΔX , ΔY 及 ΔZ . 变形时正侧面的一个锐角 α_m 恰为 $\overrightarrow{QQ'}$ 与 x 轴夹角

$$\cos \alpha_m = \frac{-(\Delta X - R)}{\sqrt{(\Delta X - R)^2 + \left(\frac{2\sqrt{6}}{3} R\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{3}}{3} R + \Delta Z\right)^2}} \quad (14)$$

由对称性可知 $\overrightarrow{QQ'}$ 在 xoz 内投影与 g_5 平行

$$-\sin \frac{\alpha_{\text{侧}}}{2} = \frac{\frac{\sqrt{3}}{3} R + \Delta Z}{\sqrt{(\Delta X - R)^2 + \left(\frac{\sqrt{3}}{3} R + \Delta Z\right)^2}} \quad (15)$$

应变

$$\gamma = \sqrt{(\Delta X/R)^2 + (\Delta Z/R)^2} \quad (16)$$

由此可知,给定中间变量 g_5 , 可得到瞬时剪应力及法向应力差与应变的关系。同时,泡沫在变形过程中其单元的变化呈周期性^[6], 在一周期内对应力进行平均即可得到某一剪切速率下的应力值。

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{\gamma} \int_0^{\gamma} \tau d\gamma \quad (17)$$

对于干泡沫,变形周期对应于 g_5 从未变形时的 $g_0 = \frac{2R}{\sqrt{3}}$ 一直减小至 $g_5 = 0$ 。

2) 湿泡沫变形情况分析

(1) 模型 1 阶段: 分析类似于干泡沫

(2) 模型 2 阶段: 因 g_5 减小为中心到 Pleatean 边界交切点距离的两倍时, 转变发生, 所以 $g_5 = 2\rho/\sqrt{3}$

侧面形变 如图 2(b), 有

$$\overline{AM} = g_5'' + \rho \operatorname{tg} \frac{\beta'}{2}$$

$$\overline{OA} = \overline{OE} - \overline{AE} = \rho \cdot \frac{\cos \beta'}{\cos(\beta'/2)}$$

$$g_5''/\rho = -\sin \beta' + [(q/\rho)^2 - \cos^2 \beta']^{1/2}$$

$$g_5'/\rho = -\sin \beta' + [(p/\rho)^2 - \cos^2 \beta']^{1/2}$$

其中,

$$p = \frac{1}{2} h_{\text{侧}} / \sin \alpha_{\text{侧}} = \frac{\sqrt{6} R}{3} / (\sin \alpha_{\text{侧}} \cdot \sin \alpha_{\text{侧}})$$

$$q = \frac{1}{2} \overline{MM'} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\sqrt{3}}{\sin \alpha_{\text{侧}}}} \cdot R$$

$$\cos(\delta_2 + \beta'/2) = \cos \beta' / (q/\rho) \quad \cos(\delta_1' + \beta'/2) = \cos \beta' / (p/\rho)$$

$$\alpha_{\text{侧}} = \delta_2 + \delta_1' \quad \phi_{\text{侧}} = \frac{\pi}{2} + \frac{\beta'}{2} - \delta_1' \quad \varphi_{\text{侧}} = 180^\circ - \phi_{\text{侧}} - \alpha_{\text{侧}}$$

底面 可做类似分析

同时,为满足对称性变形,应变仍需满足(14)~(16)式。

由以上可知,对于湿泡沫,必须得知形变过程中 Pleatean 半径大小才能得到它在变形过程中各液膜间的关系。

假设基本单元不可压缩,单元内液体量不变,我们可以计算 Pleatean 边界半径 ρ :

模型 1 阶段

$$(1 - \varphi)4\sqrt{2}R^3 = V_{\text{球}} + V_{\text{柱}} \quad (18)$$

其中,

$$V_{\text{球}} = 4\sqrt{2}\rho^3 - \frac{4}{3}\pi\rho^3 \quad V_{\text{柱}} = 4\rho^2\left(\sqrt{3} - \frac{\pi}{2}\right) \cdot (a_1 + a_2 - \sqrt{6}\rho)$$

这里, a_1 对应于压缩膜面所交十二面体棱长, a_2 对应于拉伸膜面所交十二面体棱长

$$a_1 = 1.225R + 1.061(g_5 - 1.1547R) \quad (19)$$

$$a_2 = \left(\frac{1}{3}H_{\text{高}}^y + \frac{2}{3}H_{\text{高}}^z\right) / \left(T_8^y / \sqrt{(T_8^z)^2 + (T_8^x)^2 + (T_8^y)^2}\right) \quad (20)$$

其中,

$$H_{\text{高}}^y = 1.633, \quad H_{\text{高}}^z = \frac{V}{MM' \cdot H_{\text{高}}^y / \sin \alpha_{\text{膜面}}}, \quad MM' = 2q$$

由图 3 知,

$$M_1 = g_1 \times g_1, \quad M_6 = g_2 \times g_6, \quad g_8 = M_1 \times M_6$$

由这些关系可以求出 T_8^z, T_8^y, T_8^x .

这样, 形变过程中给定中间变量 g_5 之后, 由以上各式即可求得模型 1 阶段的 Pleatean 半径 ρ .

模型 2 阶段(如图 4)

$$(1 - \varphi)4\sqrt{2}R^3 = V_{\text{球}} + V_{\text{柱}}$$

$$V_{\text{球}} = 8\rho^3 \sin^2 \varphi \sin \beta - \frac{4}{3}\pi\rho^3$$

同时, $1 - \cos \varphi = \sin^2 \varphi (1 - \cos \beta)$

$$V_{\text{柱}} = 12\rho^2 \left[\text{ctg} \frac{\alpha}{2} - \frac{1}{2}(\pi - \alpha) \right] (a_2 - l)$$

其中, α 为十二面体面角; l 为 Pleatean 边界占据棱长

$$l = 2 \left(\sqrt{2}\rho \cos \frac{\alpha}{2} \cdot \csc \frac{\gamma}{2} - \rho \text{ctg} \frac{\alpha}{2} \sqrt{-\cos \alpha} \right)$$

且 l 表达式中

$$\gamma = 180^\circ - \{360^\circ - [180^\circ - (\widehat{g_4, g_1})] - 2[180^\circ - (\widehat{g_1, g_8})]\}$$

其中,

$$(\widehat{g_4, g_1}) [\arccos(T_1^z T_1^z + T_1^y T_1^y + T_1^x T_1^x)]$$

$$(\widehat{g_1, g_8}) = [\arccos(T_1^z T_8^z + T_1^y T_8^y + T_1^x T_8^x)]$$

同时, a_2 表达式同(20)式, 这样, 模型 2 形变过程中给定中间变量 β' ($60^\circ \leq \beta' \leq 90^\circ$), 由以上各式可求出阶段 2 的 Pleatean 边界半径 ρ .

类似于干泡沫, 在变形周期内对应力平均即可得到某一剪切速率下的应力值, 其变形周期对应于阶段 1 从 $g_{50} = \frac{2R}{\sqrt{3}}$ 减小至 g_5^s , 再从阶段(2) $\beta' = 60^\circ$ 到 $\beta' = 90^\circ$.

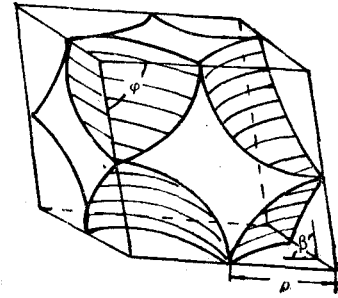


图 4

三、实 验

实验采用了 RMS-605、RV-2 及毛细管三种流变仪来测试泡沫的剪应力及法向应力差,对于 RMS-605,实验是在两平行圆盘间进行的, RV-2 旋转仪则采用了同轴圆筒。三种流变仪都采用了粗糙面以消除滑移影响。前两种流变仪采用高速旋转发泡,通过测定发泡前液体体积及发泡后泡沫体积来确定气体分率 φ ,毛细管流变仪采用填充床发泡,通过控制气液流量确定 φ 。实验使用的发泡液是由表面活性剂 F873 及稳泡剂 x.c. (由北京石油勘探院提供)按一定浓度配制而成的。发泡液的表面张力采用吊环法测定,仪器型号是 Jzhyl-180。泡沫半径采用放大拍照的方法测定。其步骤是:用盖玻片与载玻片组成取样片将泡沫压成球台型,在显微镜下放大拍照。假设泡沫为球形,则根据 $\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{1}{6}\pi h(6r^2 + h^2)$ 可以求出每个泡沫的半径。(上式中 R 表示泡沫半径, h 是取样片间隙厚度,

r 是照片中球台截面半径)。由每个泡的直径可求算泡沫体的平均直径^[10], $D_{32} = \frac{\sum n_i D_i^3}{\sum n_i D_i^2}$

其中, n_i 为气泡数, D_i 为气泡直径。

四、结果与讨论

1. 根据理论模型讨论各因素对剪应力及法向应力差的影响。图 5 表明剪应力随粘性力的增大而增大。在相同的气体分率下,泡沫半径越小,则排列越紧密,其间的作用也增强,于是剪应力随泡沫半径增大而减小(如图 6)。同时,法向应力差与以上各因素之间也存在着类似关系。

2. 利用实验对理论结果进行了验证。图 7 表明了不同管长的毛细管及 RV-2 的实验数据与理论结果(图中线为理论结果,以下同)。图 8 是法向应力差结果,线 I 代表三维模型结果,线 II 代表二维模型结果。由以上各图可以看出,三维模型结果与实验吻合的较好,说明它具有一定的实用价值。

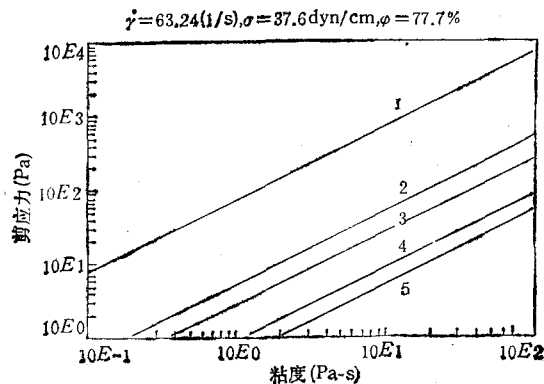


图 5

1. $R = 0.036\text{cm}$ 2. $R = 0.05\text{cm}$ 3. $R = 0.1\text{cm}$ 4. $R = 0.3\text{cm}$ 5. $R = 0.5\text{cm}$

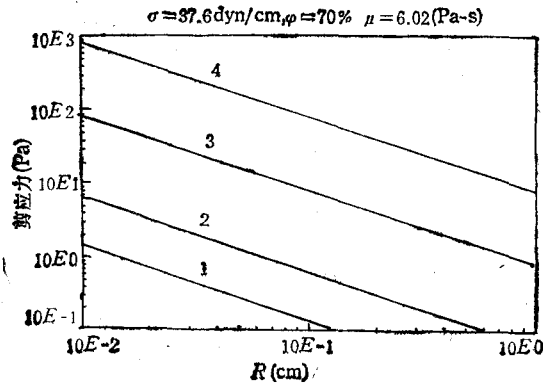


图 6

1. $\dot{\gamma} = 0.316\text{s}^{-1}$ 2. $\dot{\gamma} = 3.162\text{s}^{-1}$ 3. $\dot{\gamma} = 31.62\text{s}^{-1}$ 4. $\dot{\gamma} = 316.2\text{s}^{-1}$

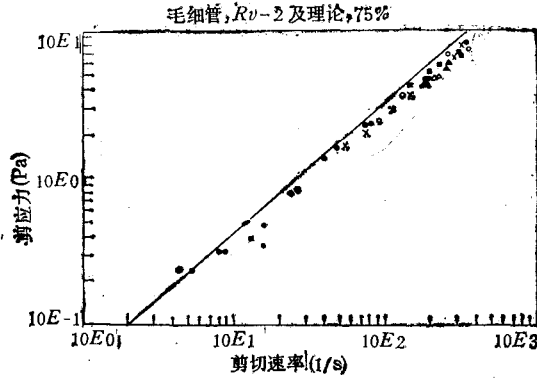


图 7

○ $l = 69.51\text{cm}, d = 0.37\text{cm}$ ▲ $l = 58.4\text{cm}, d = 0.37\text{cm}$ × $l = 47.4\text{cm}, d = 0.37\text{cm}$ ■ RV-2

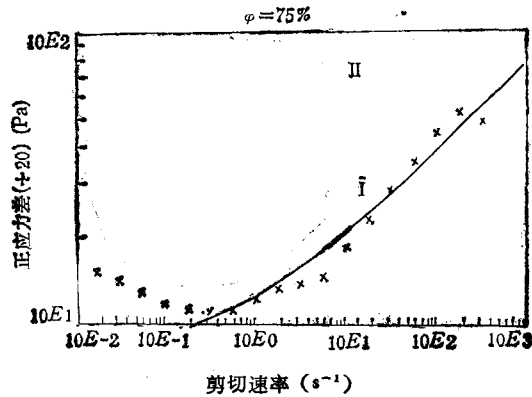


图 8

参 考 文 献

- [1] Fried, A. N. RR15866, USBM, (1961).
- [2] Mitchell, B. J. Ms. Thesis, U. of Oklahoma Norma (1969).
- [3] Holcomb et. al., Soc. Pet. Engrs. J., (1981).

- [4] Patton, J. T., *Society of Petroleum Engineers Journal*, **6**, (1983), 456.
- [5] Princen H. M., *J. Colloid and Interface Sci.*, **91**, (1983), 160.
- [6] Kraynic A. M. & M. G. Hansen. *J. Rheology*. **30(3)**, (1986), 409.
- [7] Khan S. A. & R. C. Armstrong. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **25** (1987).
- [8] Gibbs J. W., *Collected Works*, 1 Longmans, Green, New York.
- [9] Princen H. M., *J. Colloid and Interface Sci.*, **15**, (1980).
- [10] Princen H. M., *J. Colloid and Interface Sci.*, **105**, 1 (1985) 150.

STUDY ON THE SHEAR STRESS AND NORMAL STRESS DIFFERENCE OF FOAMS

Zhou Chengdong Chu Jiaying Jiang Tiqian

(Chemical Engineering Research, Centre, East China University of
Chemical Technology, Shanghai, 200237)

Abstract A theoretical stress tensor model that includes surface tension forces and viscous forces is developed by considering the three-dimensional spatially periodic cells of dodecahedron. Meanwhile, the shear stress and normal stress difference under various shear rates are calculated by computer.

The rheological properties of foam have been measured by RMS-605 Rheometer, Rotary Viscositymeter-2 (Rv-2) and Capillary Rheometer. The theoretical results are close to the experimental data when the effect of slip at viscometer wall is eliminated. This means that three-dimensional foam model is quite close to real foam and is of value in practice.

Key words foam, shear stress, normal stress difference