

气泡和液滴的生成和并合

E. Bläß

流体微团的生成和并合是工程中反应过程和交换过程的基本前提。本文研究重力场和离心场中气体和液体自单孔和多孔板向不同粘性的液体中的弥散，以及泡沫的机械离析和液滴在倾斜板上的离析。对此将见诸文献的和慕尼黑工业大学 153 专题研究 (SFB 153) 所得的结果综述如下。

1 导言

互不相溶的不同相流体在反应器或离析器内互相接触，以便热交换和物质交换得以进行，通常是将一个相以气泡或液滴的形式向别的相内弥散。由此在交换期间形成一个接触面大并具特殊流动性质的弥散的双相系统，俟后此系统在两相密度差的作用下应尽可能地再彼此分开。此种分离基于流体微团向其相关相的融合。所以流体微团的生成和并合是工程中交换过程及其计算的基本前提。这两方面均有大量的工程实践，分别适用于不同的组分系统和生产方式。本文专题讨论重力场和离心力场中气体和液体自单孔和多孔板向不同粘性的液体中的弥散，以及泡沫的机械离析和液滴在倾斜板上的离析。对此将见诸文献的和慕尼黑工业大学 153 专题研究所获得的有关流体微团生成和并合的现象观测及计算可能性作一综述。

2 气泡和液滴的生成

2.1 所观察的弥散过程 有大量的用于弥散的设备可供使用，根据提出的任务其所用液体和生产条件可从中选用。从这些中间 SFB 153 侧重研究单孔和多孔板上的弥散，而且是研究相当薄的和厚的液层中的气体弥散以及往另一相溶性极小的液体中的液体弥散，如图 1 所示。在这两种情况场强都变化，从地球重力场起直到工业离心机达到的场强值。此外还使用了自吸式喷射器来使液体气化^[1]，但本文不予讨论。

在气体弥散情况，对于吸附和在 1—100bar 压力范围内的化学反应要用到层板蒸馏塔和简单的重力气泡柱，将其用于发酵时，发酵液的非牛顿粘稠性质促使利用离心场，从而产生一种新型的气化离心机。液体弥散研究在萃取器中进行。开始用简单的液滴柱，后来发展到重力式和离心式筛底萃取塔，从重力萃取塔获取的结果可作为它种供能式萃取塔（如脉动式和搅拌式）的依据^[2]。

2.2 微团大小的测量 对于微团大小有两种基本的测量法，但所得结果可能不同，一

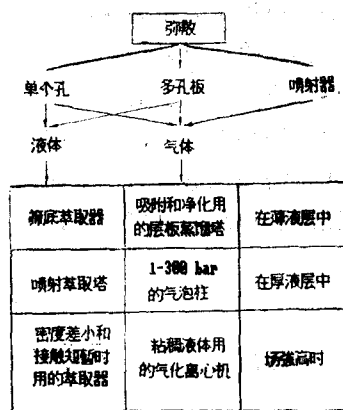


图 1 所考察的弥散过程

是摄像法，在某一确定瞬时自设备的某一纵剖面处摄取某一空间；另一是探针法，用探针术

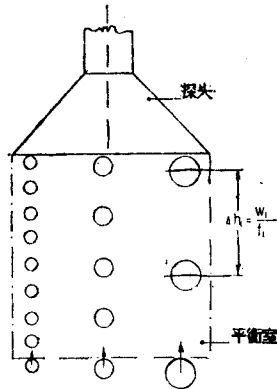


图2 摄像法和探测法的比较

测量穿过设备中某一个小横断面的微团流。图2表示穿过设备的某一小纵剖面，其间显示了三串不同的微团。假定穿越频率 f_i 相同，还与微团间距 Δh_i 相关的就只有其轴上升速度 w_i 。因而摄像得到的微团数目反比于上升速度；而对于探针法，如果探头（如图画在纵剖面上的漏斗形探头）只是俘获微团而不影响其持续输运，那么它接收了测量期间产生的微团数目。用摄像法得到的平均气泡直径比用探针法得到的小，其相对误差一般约小于20%^[3,4]，因而在群体中上升速度某种程度地拉平了^[1,4]。无论如何，不用这些测量方法是无法获得气泡和液滴大小的^[1,8]。

2.2.1 微团大小摄像法 弥散的两相系统既能从外面通过设备的透明壁或者安装的玻璃窗，也能从内部通过光导和图导玻璃纤维探头（Boroskope，见[5]）观察到，并用摄影机或高速摄像机拍摄下来。但费用都很可观，因为对每个测点微团数约需500才具统计意义而能可靠地说明其分布并得出平均值。三维的微团形状由其二维投影来反映和取值有着显然很大的误差范围，因为气泡（尤其在气/液系统）除了球形和椭圆形外还有许多别的形状^[6]。最后应注意到设备近壁处（由外面拍摄得到）与中心处的微团大小分布是不同的。众所周知，气体输运量更高时，在气泡柱内大气泡更多地出现在轴附近，小气泡则更多地出现在壁附近。

至少在探针法不能使用的情况如在离心机内，摄像法是必不可少的^[7,8]。

2.2.2 探针法 用传输性探针同时测量气泡的大小和速度现在在各种各样的应用^[9-13]。在SFB 153，Buhlmann提出的，Todtenhaupt^[14]首次研究的光电法，由Pilhofer和Miller^[13]在液/液系统，并由Jekat^[11]在100 bar以内的气/液系统发展成实用的方法；而后Hirschmann^[16]在界面张力小的液/液系统，Pietzsch^[10]在脉动式萃取器，Goldmann^[17]在搅拌式萃取器应用并改进。其它研究组也应用这个测量方法，并各自对其进行了深入研究^[9,18,19]。

按图3所示，借助于进料漏斗在指定地点将微团从流动中捕获出，并同连续流体一起在恒定负压（恒定吸入速度）下吸入毛细管。液滴相不可浸润毛细管壁。较大的微团在毛细管中延伸成柱塞，从而其与微团体积

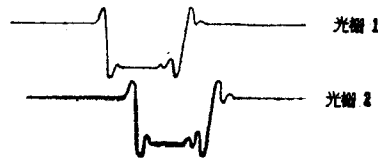
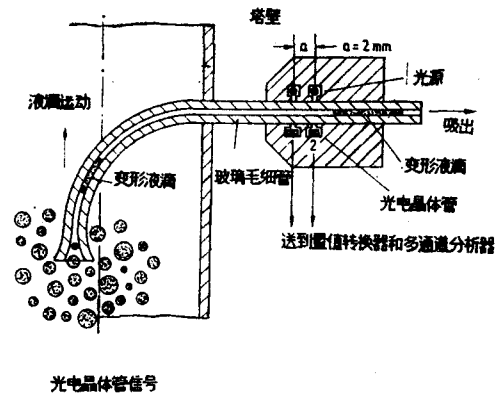


图3 光电吸入探头

成正比的长度可借助两个光栅测定，因此毛细管直径应小于微团直径，并且限定探头直径比

微团直径大约0.5mm。如果微团尺度谱宽，有时就要使用多种具有不同毛细管直径的探头，因为在固定的吸入速度下，太大的微团会分裂成两个或更多个较小的微团。

有关吸入探头的制造和使用现有丰富的文献资料，包括探头的几何尺寸、吸入速度和流速的对比、光电构件及其性能等等。

对于液/液系统，只要其界面张力不低于约 5mN/m，探针法是最好的解决方法。（界面张力再小，就存在微团在毛细管中破碎而不能控制的危险。）目前市场上有此种探针法的全自动计算机测量处理系统，每分钟在线处理约 600 个液滴的分布数。在气泡柱中，如果大气泡和气泡簇大量急剧出现，则不宜用探针法。此时大气泡在探针漏斗边沿上的破裂增强了选用的影响^[1]。

2.2.3 相界面 大家知道，一个弥散的两相系统，其单位体积的相界面 a 由下式¹⁾ 得出：

$$\frac{A}{V} = a = 6\varepsilon_d/d_p \quad (1)$$

除微团直径 d ，或者更确切地说有代表性的集体平均值外，还须知道微团体积浓度 ε_d 即两相系统气体体积对总体积之比。为了能算出 a ，两个量即微团的直径和体积浓度，应该对于同一过程区域有代表性地确定。对 ε_d 有许多种测量方法，如在[20]及该文引用的原始文献中就可查到。对于气柱的详细说明可见 [1, 21, 22]。对于萃取机则可见 [7, 8, 15, 23—26] 以及其它期刊。

这里还要简短提及气泡柱中局部气体含量的测量。这种测量对于判断气/液系统中复杂流动效应具有重要意义。Linneweber^[27] 对使用的几种测量方法作了比较分析。他将探针技术用于测量气体浓度，同时用电容法测量固体含量。不过所有探针都有很灵敏的方向性，并且仅适用于气体空管速度约 4cm/s 以内的气泡流动均匀的范围。

除了上述通过气泡含量和气泡直径测定单位体积相界面外，还用物理和化学方法直接测定相界面，由此再通过式 (1) 算出 Sauter 直径。SFB153 对其中化学方法尤为关注^[22, 28]。众所周知，化学方法是利用液相中附置的快速化学反应从气相中吸收反应成分，从而给出在整个过程区域平均的单位体积相界面值。迄今此法仅用于气/液系统，大概对于液/液系统并不合适，因为它对界面能的影响更为敏感。今天人们一致认为，只有在处理实际的测量数据时能考虑到气泡柱中气泡大小分布、各种气泡的不同上升速度以及流动弥散，化学方法才得到一定误差的结果^[20]。这些已远远超出本文关于微团生成这一论题。

2.3 现象和测量结果 体积流量小时，如图 4 所示从孔口隆起一个流体球冠，随其后的流动缓慢生长，一旦浮力足够，成为微团后自孔口升起，直到微团和孔口之间的连接流管断开，微团才有其初始尺寸并能自由升降。对于气体弥散称之为“气泡气体” (Blasengasen)。对于液/液系统，只有弥

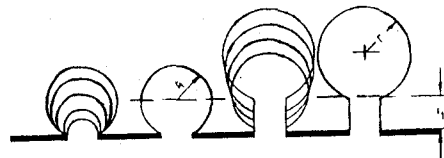


图 4 小流量时单个微团的生成^[6, 5]

1) 符号表列文后。

散相不浸润喷嘴材料时，才能观察到上述微团生成现象。否则生成相当大的扁平形体，因而得使用专用的昂贵的孔型^[20]。

流量较大时，弥散特性对液体和气体是不同的，因此必须分别处理，下面先讨论液体弥散，SEB对其进行了专门的研究。

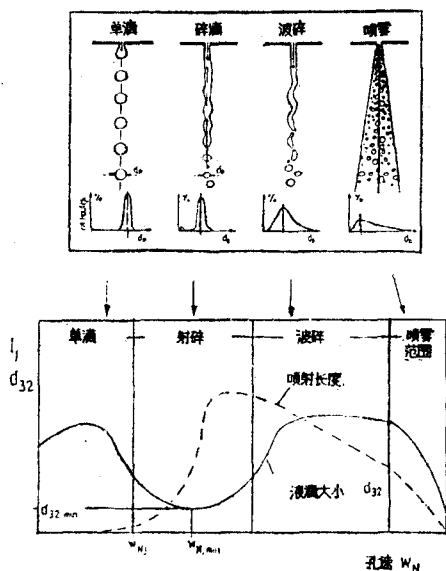


图5 液体喷射流的碎裂

We满足下式：

$$We = W_N^2 \rho_d d_N / \sigma \geq 2 \quad (2)$$

式中 W_N 为流过孔的速度， ρ_d 为弥散相质量密度， d_N 为孔径， σ 为界面张力。

若孔较大，按[30]代替式(2)，Froude数Fr须满足下式以免液体通过孔喷洒：

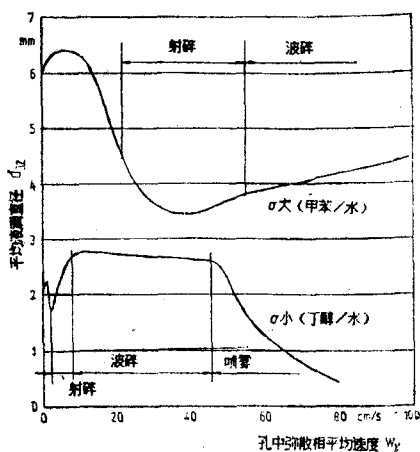


图6 液滴Sauter直径同多孔底板上空管速度的关系

2.3.1 液体的喷射弥散 从某一足够大的流量起，在一个单孔形成喷射，或近或远地射入连续流体中，而后受各种影响分裂成单个液滴。图5显示了随着液流量增长相继出现的液滴生成的各种方式：碎滴、液碎和喷雾。可以看出喷射长度有一明显极大值，Sauter平均直径有一极小值以及液滴大小分布不断增宽。在离心场情况得到同样的现象^[7,8]。

如果使孔距 $t/d_p \geq 2$ 以防止孔的相互影响，那么孔板上液滴生成现象原则上同单个孔一样^[23]。Ruff等人^[30]和Goedl^[31]发现的下列事实具有特别意义：当每个孔的弥散相流量，在多孔底板和单个孔一样正好到达形成喷射所需的流量时，才流经孔板上所有的孔。对于相当小的孔，此时Weber数

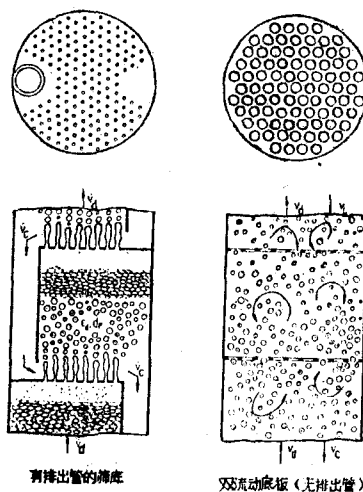


图7 有排出管的多孔底板上的弥散和双流动底板上的弥散； v_d 、 v_c 分别为弥散相和连续相的空管速度

$$Fr = \frac{W_N^2}{d_{NG}} \left(\frac{\rho_d}{\Delta\rho} \right)^{5/4} \geq 0.37 \quad (3)$$

式(2)和(3)就是确定孔径的两个界限准则。

图6表示,对于有排出管的多孔底板, Sauter 直径 d_{32} 既同孔中弥散相平均速度 W_N 也同界面张力密切相关。对两相的粘性作用则至今未作系统研究。在确定多孔底板尺寸时,力图使液滴最小,而有尽可能大的单位体积相界和窄的液滴大小分布。按图6,界面张力小时最小液滴的范围很窄,并且处于流经孔的弥散相流量小的区域。如图7所示,弥散从堵塞层出现,浮力须提供渗流和相分离必要的能量。在界面张力低时要流量小,那么堵塞层必须极低,大型工程就不一定实用,所以转向双流动底板,见图7所示^[16]。

2.3.2 气体的“喷射”弥散 Räßiger 和 Vogelpohl^[33] 通过高速摄影确认,对于气体弥散肉眼所见的喷射生成是个错觉,其实即便在气体流量较大时也仍是产生单个气泡,它从孔边升起后最初还与来流气体有一管相连。

管断开时跃进气泡内,并吸进一个小气泡,特别还附带液体,液体的冲量会将气泡分裂成两个大小约相同的部分(图8)。在以上述

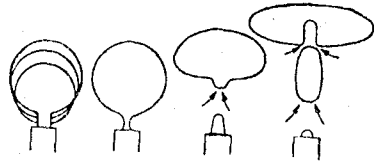


图8 气体流量大时的气泡生成^[33]

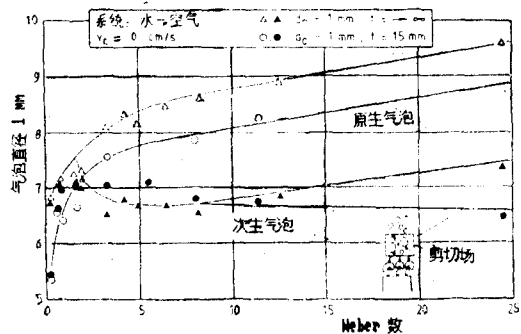


图9 单孔板和孔底板的气泡大小^[33]

方式产生次生气泡的范围,这里仍沿用文献中的用词“喷射气体”,因为过去获得的许多结果仍有效。

图9用生成的气泡直径显示所述气泡形成。与前面已对液体系统所确定的一样,对于小孔的气体弥散也从 Weber 数 $We = 2$ 起出现喷射气体,并且根据 [30] 均匀地流过所有孔。Neubauer^[34] 证实了这一准则, $We = 2$ 可用到 300bar 的压力。从 $We = 2$ 起,在孔那儿测到随气体流量增大的原生气泡,并在离底板一定距离处测到由上述分裂机制造成的次生气泡。与单孔底板 ($t \rightarrow \infty$) 不同,多孔底板自 $We = 6$ 起气泡直径实际上与气体流量无关^[35]。这里显示出另一种弥散机制,即由相邻的气泡流在液体中形成的剪切场。若选择的孔距比图9所示的更小,则相邻产生的气泡在其自孔口升起之前融合。这些大气泡在其大浮力下无相连管而脱开,然后完全由于气泡流形成的剪切场而被分裂。因此次生气泡的生成有两种本质不同的分裂机制,即原生气泡吸入液体导致的分裂和连续液体剪切场中的分裂。

图10示出多孔底板时液体粘性的影响。粘度在 3m Pa 以内的小粘性液体给出的结果同水一样,但以后的差别就大了。10mPa 时,在 $We = 2$ 以下邻滴的融合使气泡增大,但在其上则剪切场使之弥散的作用增强了。如果粘度再大,剪切场又不再能胜过气泡在弥散件上的并合。

迄今所有的气泡柱内的过程其液体运行全是间歇的。如果流量同向或反向叠加进去,那

么对气泡大小的影响是明显的，因为由于管的断开使之弥散的机制愈益受抑制，气泡周围的

剪切场就成为决定性的。液流量也推迟了气泡气体向喷射气体的转变，或者说次生气泡在较高Weber数时开始出现^[35]。

气泡大小由上述这些机制在多孔底板后面被确定之后，几乎不再随其在气泡柱中的高度坐标而变，由于静压减小气泡只增大百分之几。在两相弥散情况未发现气泡融合成较大的泡气^[11,35]。当气体流量足够大而且按 Mersmann^[38] 商 \dot{v}_d/w_E (\dot{v}_d 气体空管速度， w_E 单个气泡最终上升速度) 约大于 0.2 时，形成气泡团，但对气泡团的大小及影响参数还无系统研究。

弥散件的前室容积，大家知道在单个孔时作用明显，而在孔板有 15 个以上孔的情况下^[37] 对气泡直径没有明显的影响。

无论在气泡气体^[38] 还是喷射气体^[34] 范围内，形成的气泡的直径随气压增加而明显减小。

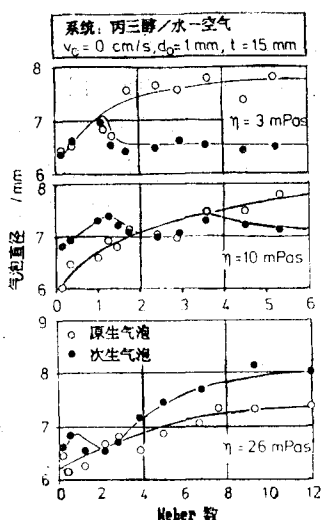


图 10 在多孔底板上不同粘性流体中气泡的大小^[35]

二元和三元有机混合液情况形成的气泡，其直径小于单元流体结果的线性叠加。虽然原生直径无差别，但次生直径不同。因此推断在二元和三元液体中气泡分裂比单纯液体剧烈，能量耗散较大，从而导致湍流强度减小，液相环流较弱以及流动弥散不明显^[11,12]。至今尚未有湍流测量来证实这些结论。

2.4 计算公式 本文并不叙述几十年来为能从理论上预估气泡和液滴大小而作的努力，在许多教科书和出版物如[36]和[39]中已有论述。我们只论及当前关于喷射范围内微团大小计算的最重要的资料，喷射范围对于气体和液体在粘性和水接近的液体中弥散具有实际意义。在粘稠的连续液体（如生物反应器中的液体）中，单个微团的形成绝对具有工程意义^[40]。以下分别论述气泡和液滴大小。

首先要说明，气体经孔板中弥散时次生气泡大小决定气泡柱的功能，并提出了两个关于次生气泡的作用机理：原生气泡因吸入液体而分裂以及在气泡群的扰动剪切场中所引起的弥散。Räbiger^[33] 为第一种分裂机理提出了一个计算模式。但有五个待定参数而不能令人满意。继 Räbiger 之后，Klug^[35] 给出了次生气泡生成的又一模式，他将连续相在气泡之间的窄道内的流动看成管道流，很好地说明了试验结果，不过需要两个特定参数，而它们与影响量的相关关系至今尚未系统给出，所以这里不转述了。

各向同性湍流的 Kolmogoroff 理论用来模拟搅拌系统内的气泡大小有些成效，那么在这儿其有效性如何呢？按[67]在气泡柱内高出气体分配器约 30cm 处进行的速度和湍流测量所得，在气泡群中的湍流较周围流体为小，并随着气体流量的上升而减小，因为抑制湍流的气泡含量增加了。因而不可用 Kolmogoroff 理论模拟湍流结构和微团弥散，因为按该理论剪切对气泡的作用应随起伏的扰动速度也就是随气体流量加大而增加。

此外还有一些经验关系式如 Akita 和 Yoshida^[42] 的无量纲幂积式，Deeker 对这些作过讨论，它们仅在很有限的参数范围内得到实验证实。对于不同配比的丙酮、乙醇和异丁烷组

成的三元混合液, [12] 给出了 Sauter 直径与 Froude 数和 Weber 数之间的经验关系式, 这还需进一步证实和推广。

对于形成的气泡大小分布的了解, 多半未超出气泡大小标准分布的叙述水平。由于一个气泡群不能仅由 Sauter 直径表征, 今后似应注意研究其它统计参数如方差和偏斜及其关联。

总之次生气泡大小的计算水平还很不令人满意。但可以进行估算, 鉴于实验结果可从最大稳定气泡直径 d_{max} 来推算形成的气泡分布的 Sauter 直径 d_{32} , 因为根据许多人的实验结果, 比值 d_{32}/d_{max} 是在 0.4 和 0.6 之间。按 [36] 由浮力和表面张力平衡可得出单气泡的无量纲最大稳定直径, 流体特征值 K_L 为

$$K_L = \frac{\sigma^3 \rho_L^2}{\eta_L^2 \Delta \rho g} \quad (4)$$

在工业常用范围即 $10^5 \leq K_L \leq 10^{15}$ 时, 得到的这一无量纲直径为

$$\frac{Wc}{Fr^*} = \frac{d_{max}^2 \Delta \rho g}{\sigma} \approx 9 \quad (5)$$

当然 Wc/Fr^* 随着连续流体粘性的上升而增大, 因而 d_{max} 也如是, 这在 Mersmann 给出的图 11 中明显可见。Klug [35] 指出, 气泡群的 d_{max} 必定小于单气泡时的 d_{max} , 因为群中气泡上升速度大于单气泡的上升速度。上述通过 d_{max} 来估计 d_{32} 总的看来相当不可靠。

对于液滴塔的认识要成熟得多。Hirschmann [15] 曾就源于 SFB153 研究工作的关于筛底塔的多孔底板上形成的液滴的计算作过综述报告。对于无物质传输时喷射分裂范围的液滴生成, 表 1 和表 2 列出了所有必要的并经实验验证的计算式, 分为界面张力较高和较低两种情况。表 2 还给出何时该用双流动底板, 也列出此时的 Sauter 直径的计算式, 它同填充塔的公式相符, 因为液滴由于撞到底板上而发生分裂, 就是说两种情况的分裂机理类似。液滴最小时的分布是很窄的单峰。

表 1 和表 2 适用于无物质传输时的液滴生成。但在工业塔中物质传输影响液滴生成, 此时 Marangoni 对流会促进液滴不稳定和合并。迄今这方面仅有粗略的判据 [43], 还有大量理论和实验工作待开拓。

最后表 3 列出了 Schilp, Ottinger 和 Blaß [7,8,44] 提出并经实验验证的在旋转孔板上形成的液滴大小的关系式。这些关系式由于有离心场强 $r\omega^2$ 而含有液滴生成处的半径 r 。据实验结果, 由于液滴在离心场中停留时间极其短暂, Marangoni 效应和合并效应不会影响到液滴大小。表 3 的计算式也适用于有物质传输的情况。

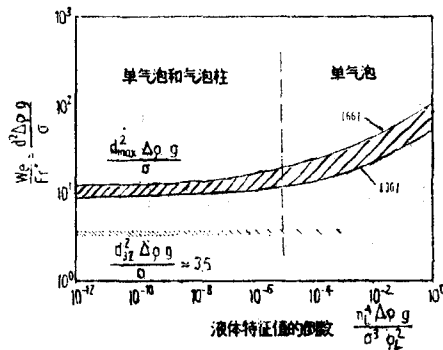


图 11 气泡大小同流体特征值的关系, 按 Mersmann [68]

表 1 带排出道的多孔底板上的液滴平均直径计算式 [2]

1) 均匀流过所有孔所需的最低速度 w_N ;

大 σ 时: $W_{cNj} \equiv \frac{\rho_d d_N w_{Nj}^2}{\sigma} = 2$

而当 $d_N \geq 2.32 \left(\frac{\sigma}{\rho_d g} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_d}{\Delta \rho} \right)^{5/8}$ 时

$Fr''_{Nj} \equiv \frac{w_{Nj}^2}{d_N g} \left(\frac{\rho_d}{\Delta \rho} \right)^{5/4} = 0.37$

小 σ 时: $w_{Nj} = \left(w_0^2 + \frac{C\sigma}{\rho_d d_N \left(1 + d_N \sqrt{\frac{\Delta \rho g}{2\sigma}} \right)} \right)^{1/2} - w_0$

式中 $w_0 = 0.8 \eta_{dg} d_N / \sigma$

$C = 4$ (柱形剖面时)

$C = 3$ (抛物剖面时)

2) 液滴最小时的孔速 $w_{N,min}$

大 σ 时: $W_{cN,min} \equiv \frac{\rho_d d_N w_{N,min}^2}{\sigma} = 4.33 \left(\frac{\Delta \rho g d_N^2}{\sigma} \right)^{-0.26}$

小 σ 时: 相应于式 (4)

3) 液滴最小时的 Sauter 直径 $d_{32,min}$

大 σ 时: $\frac{d_{32,min}}{d_N} = 2.110 \exp[-0.094(\Delta \rho g d_N^2 / \sigma)]$

小 σ 时: $\frac{d_{32,min}}{d_N} = 1.52 \left(\frac{\Delta \rho g d_N^2}{\sigma} \right)^{-0.463}$

4) 其它工作范围内的 Sauter 直径 d_{32}

大 σ 时: $\frac{d_{32}}{d_{32,min}} = 2.319 - 1.669W + 0.709W^2 - 0.114W^3 + 0.00629W^4$

其中 $W = w_N / w_{Nj}$ ($1 \leq W \leq 7$ 时)

小 σ 时: $\frac{d_{32}}{d_{32,min}} = 0.904 + 0.153 \frac{w_N}{w_{Nj}}$

$\left(1.02 \leq \frac{w_N}{w_{Nj}} \leq 4 \text{ 和 } \frac{\Delta \rho g d_N^2}{\sigma} > 0.61 \text{ 时} \right)$

表 2 双流动底板上的液滴平均直径计算式^[2]

双流动底板使用范围判据: $\frac{\Delta \rho g d_N^2}{\sigma} \leq \frac{1}{3}$

此后, 当 $d_N \leq 2\text{mm}$ 时使用双流动底板。

Sauter 直径 d_{32} : $d_{32} = 1.2 \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho g}} \left(\frac{w_E \varepsilon_d}{v_d} \right)^{0.3}$

单个液滴速度 w_E : $w_E = 1.41 \left(\frac{\Delta \rho g \sigma}{\rho_c} \right)^{0.25}$

表 3 离心场中平均液滴直径计算式^[2]

- 1) 原生液滴: 重相和轻相弥散时
 a) 旋转的圆柱形孔板和喷嘴上的喷射分裂^[7,8]

$$d_{32} = 1.3 \frac{(w_N d_N^2)^{1/3}}{(r \omega^2)^{1/4}}$$

其中 w_N 是孔中弥散相速度, d_N 是孔径, r 是孔板半径 (弥散处同转轴的距离), ω 是角频率

- b) 从旋转的圆柱形双流动底板落下的液滴^[44]

$$d_{32} = 3.22 \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho} \frac{\rho_c}{\rho_d} \frac{1}{r \omega^2}}$$

其中, σ 是界面张力, ρ_c, ρ_d 是连续相 (c) 和弥散相 (d) 的质量密度, $\Delta \rho$ 是密度差。

- 2) 次生液滴: 重相弥散后的稳定界限^[7,8]

$$d_{32} = 3.94 \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho} \frac{\rho_c}{\rho_d} \frac{1}{r \omega^2}}$$

轻相弥散时只出现原生液滴。

* * *

3 气泡和液滴的并合

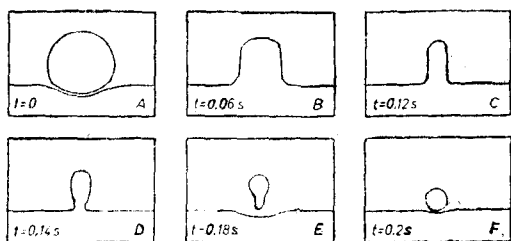
3.1 基本原理 气泡和液滴合并成较大微团或者与一个相关的同类物相合并, 称为并合。图12例示出单个漂浮气泡, 仅由一层液体 (常常是水) 将它同气室隔开。气泡



图 12 液体表面处的气体气泡

由于其浮力压向此层液体并变形。隆起的液体层 (也称为薄层) 在破裂给并合让路之前, 一定流成只剩很薄的临界残余厚度。单个液滴在不相溶液体 (也常常是水) 中走向其同类液体的

隔离面时, 情况亦如此。不过气体和液体间的密度差常比两种液体间的密度差大 5 到 20 倍, 因此液滴并合时将液层排出的驱动力较气泡并合时小得多。此外, 由于气体粘性较小, 在气泡中产生内环流较液滴中容易得多, 此内环流使液层排出容易, 因此只要分离面上无界面活性物质存在, 低粘性液层的排出在气泡时发生在百分之几秒内, 而液滴时则发生在几秒内。粘滞的连续相的排出自然相应地更缓慢, 迄今尚无系统研究。



苯液滴在苯液/水界面上部分合并
 液滴直径: 图A 7μm 图F 2.1μm

图 13 单个液滴并合的几个步骤^[45]

气泡气体或液滴液体在薄层破裂后从中流出, 被力图恢复平的表面的连续相液体所支承, 这也算并合。这种过程, 由于质量密度和粘性大, 液滴较气泡进行得缓慢, 见图 13 所示。液滴液体全部转入其母相之前, 由于表面张力, 多半在还剩有一些时就掐断, 形成只有原生液滴直径 1/4 到 1/2 的次生液滴^[45,46]。此过程会重复多次, 导致液滴相一定程度的转

移。对于气泡由于流出快不出现次生气泡。

至此尚未考虑界面活性物质，此种物质使用在所有工业系统中。它依其性质吸附在相界上

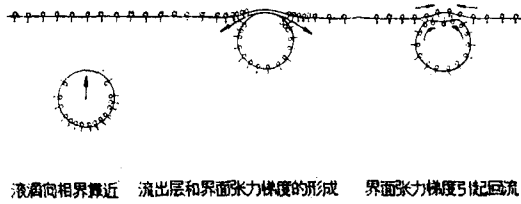


图 14 因表面活性剂使并合受阻

因此在存在表面活性剂时气泡或液滴在相界上积聚成一弥散层，这在气/液系统中称为泡沫层。图15例示了液滴柱离析器中的弥散层，排液过程在一个复杂的薄层管道系统中完成，因为薄层液体必须经过整个弥散层排出以给跟进的微团让路。

除表面活性剂影响外可能还有其它一些使过程复杂化的效应，如界面的静电和电动力学效应以及离析器中还不一定排除的相间物质传输。

SFB 153 曾从十分不同的角度研究泡沫并合和液滴并合这一问题。在泡沫离析器课题中，探索了机械破沫的可能性并为选用的破沫器给出了工程计算方法；在液滴并合课题中，在使用斜板保证能极大地排除表面活性剂对排液过程的影响以后，液滴并合的物理数学模拟成了重点。下面仅提一下这两个问题，深入的讨论请看[49]。

3.2 泡沫离析 用去沫剂进行化学除沫，其基本点是根据经验选择合适的物质，这不是本文讨论的内容。直接喷入蒸汽或间接加热的热除沫这里亦不予讨论。如欲避免用去沫剂引起污染，常用机械破沫。它通过泡沫薄层的机械应力起作用。虽然市场上有许多种型号，但对机械除沫的系统研究才几年，而且限于旋转式破沫器^[50,51]以及同类液体的喷射^[52]。以下简短讨论旋转式破沫器的可能性和问题，特别是 Furchner^[53]的工作。

工业用旋转破沫机中破沫过程分以下几步：输入原生泡沫；原生泡沫压缩成次生泡沫；输出次生泡沫和释放的气体。

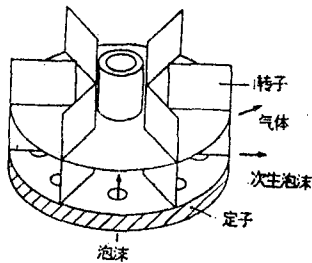


图 16 机械破沫器

如果破沫器置入过气设备的出口上，那么气流会将泡沫带进破沫器。若破沫器在设备中自由旋转，就必须能吸入泡沫，以便将它压缩。图16示出前一种破沫器，[53]对其作过分析。转子叶片在带孔的板上扫掠，泡沫就是通过这些孔从设备涌入破沫器的。所有的旋转式破沫器都不能将气泡直径约5mm，液体体积含量约5%的原生泡沫完全分解成气体和液体，而是借助各种应力将其压缩成气泡直径小(约0.1—

上(图14)使界面张力剧烈下降，当它被液层的排出从层中冲走时，该处的活性物质就减少，于是层中的界面张力上升。薄层刚性不仅因此增强^[47]，而且薄层液体出现回流，这又输来表面活性分子，使界面张力又下降，同时薄层又变厚^[48]。此种称为 Marangoni 对流的流动延长了排液时间。因

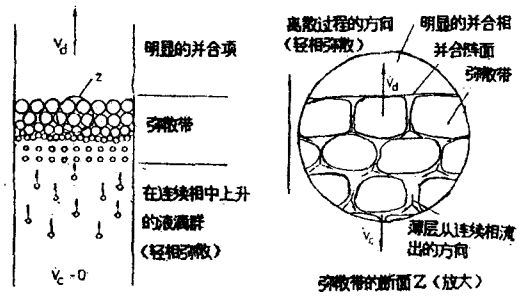


图 15 液滴柱中的弥散层

0.3mm)液体含量大(约50%)的次生泡沫。要保持次生泡沫流动性,只可压缩到质量密度为 500kg/m^3 。进一步压缩虽有可能,但不经济。次生泡沫被引回到设备的气室中,分离出的气体则从设备引走。次生泡沫在设备中因排液而逐渐脱水。当液体薄层变得愈来愈薄时,由于小气泡的内压较大气泡的高,小气泡气体扩散出来,使大一点的气泡发育,如此发育的气泡又能在破沫器中破碎。由于我们不能加速这些过程,一个好的破沫器似应尽可能不扰动泡沫相,以免因泡沫翻动而延缓排液。总之,设备的气室须选得如此大,以使次生泡沫的逗留时间足够排液和气泡发育,因而次生泡沫是流过设备的气体流量的限制因素。若气体流量太大,泡沫就从破沫器的气体管道溢出,这就是气流量已超过泛滥限值。

借助图17的工作图表可详细了解破沫器的作用方式。Furchner的实验和理论分析表明,导致气泡破裂的不是转子叶片对单个泡沫气泡的剪切,而主要是转子叶片使气泡加速时的惯性力。为此以图17表示将薄层破坏所需的转子叶片最低圆周速度的理论值对气泡直径的依赖关系,将泡沫的液体体积含量 φ_L 作为参数。图17示出用物理数学模型得到并由几种表面活性剂实验验证的所述量之间的关系,图上的固定参数有液体密度 ρ_L 和材料系统的动态和静态表面张力之差 $\Delta\sigma$,

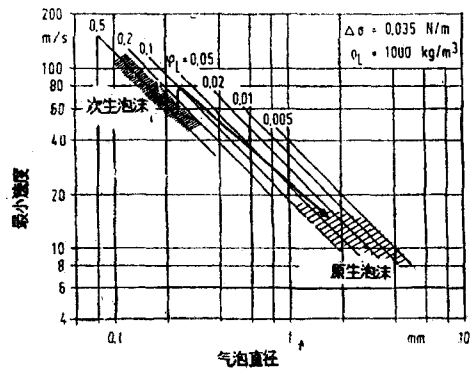


图 17 机械破沫器转子的最低圆周速度同泡沫的气泡直径和液体含量 φ_L 的关系^[53]

对多水液体可近似地用水以及活性剂溶液的静态表面张力之差代替。图上粗线表征设备气室中次生泡沫的时效历程。先是次生泡沫的液体含量因排液而下降,气泡直径则没有改变,因此,如欲破碎此泡沫,就必须增大惯性力,即增大必需的转子最低速度;俟后次生泡沫气泡因扩散开始发育,而液体含量仅略有减少,因此破碎气泡必需的最低速度会显著下降到 10m/s 范围,这也恰是破碎一般原生泡沫的气泡必需的速度范围。对市场上销售的其它破沫器文献给出的最低圆周速度也是 10m/s 。

根源于次生泡沫的存在而有的泛滥限值,对于上述破沫器可作预计^[53]。为此区分成快

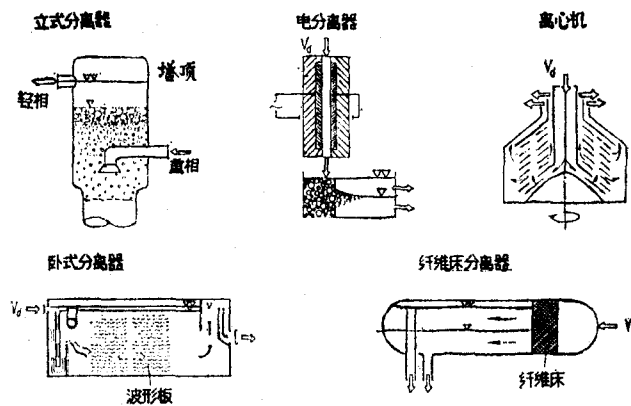


图 18 分离液/液弥散的液滴分离器

破沫和慢破沫，取静态试验测得的破沫时间 1000s 为其分界。快破沫时可不管气泡发育，慢破沫时则忽略排液。有关静态分离器中破沫的大量研究及其界面物理解释请看[53]。

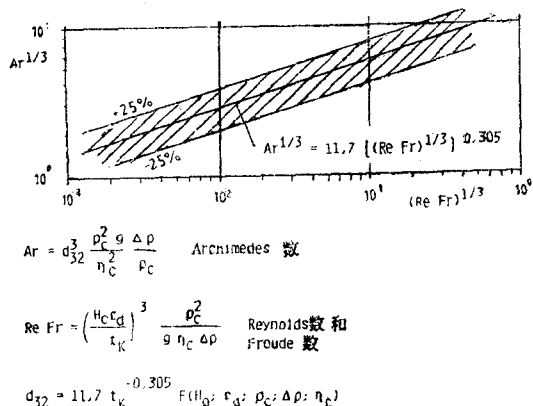


图 19 并合时间 t_k 同 Sauter 直径 d_{32} ，初始弥散高度 H_0 ，体积分数 e_d ，质量密度 ρ_c 和连续相动力粘度 η_c 以及两相密度差 $\Delta \rho$ 的关系

同 t_{stat} 及有关材料量（以乘积 $Re Fr$ 表示）之间的函数关系。在许多掺有表面活性剂硫酸月桂钠的材料系统上所得到的结果，相当好地分布在所给的平均直线两旁，并显示出分离时间同液滴大小密切相关。

能装入这样一些重力分离器中的各种分离辅助物应加速并合。特别重要的是离析最小液滴（出自次生弥散）的纤维过滤器[56]以及倾斜板。关于倾斜板下面还要详细讨论。

离心分离器（液压旋风分离器亦属此）适于难度大的分离，即密度差小的高弥散的两相系统。迄今研究的一个重要结果[44]是：源于表面活性剂或物质传输的 Marangoni 效应在离心场中实际不起作用，这可归因于流体微团在离心场中的逗留时间极其短促。

关于电场中的离析，请主要参阅 Marr 及其合作者的工作[67]。

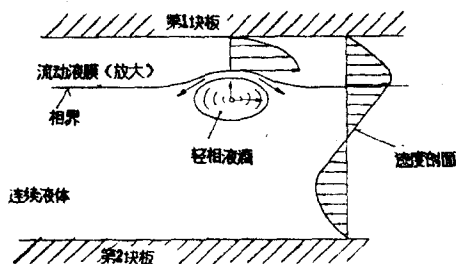


图 21 在倾斜的同类液体的流动液膜上单液滴并合时的流动和变形过程

3.3 液滴从液体离析

3.3.1 概述 图18是常用的一些液体液滴分离器的一览图。立式和卧式重力分离器是最常用的结构形式。对其必要的尺寸至今实际仍未超出粗糙的经验估计[54]。Hartland 和 Jeelani[55] 提出依据静态离析试验作分离器设计。使用此方法时应注意：对于应在工业分离器中被分离的原始弥散作静态离析试验，如要静态测量结果可转用，似应在分离器的旁路中进行，因为正象图19（取自[46]）所示，静态分离时间同弥散液滴大小密切相关。图中绘出无量纲液滴直径（用 Archimedes 数 Ar 表示）同静态分离时间

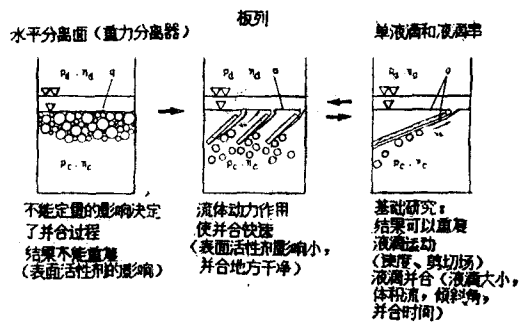


图 20 液滴在倾斜的流动液膜上并合

3.3.2 在倾斜板上并合 前面已经谈到，液滴并合以连续液体薄层的排出为前提，这要受到界面活性物质的阻碍。由此引起的并合时间的延长不可能预算出来，因为在工业上材料组合中表面活性剂的种类和浓度一般不是事先可确定的，而且 Marangoni 流动也还无法计算。在相界附近安放斜板能解决这个问题(图20)，也就是液滴现在在同类液体的流动液膜上并合，这液膜是在易混

润的材料上并合而成，并顺着流体静压下降方向流入同相液体。流动液膜不断地从实际并合的地方将来到的表面活性剂带走，由此阻碍其积聚并很大程度地消除其对并合的影响^[68]。在此构想下液滴并合便可计算，图21是这一复杂的流动及变形过程的示意图并作了放大。这里有七个方面的问题：

1) 液滴升向流动液膜附近：限定液滴直径约大于0.1mm，就可借助已知的流体动力学规律计算液滴运动。

2) 板的浸润：若选择可完全浸湿的板料，则在模拟时可假定流动液膜层扩展到整个板面。

3) 液滴相组成的液膜以及受拖曳的连续液体的流动：对于一般的板，两种流体层的流动是平滑的层流。用近似的一维定常流的 Navier-Stokes 微分方程组模拟层流，从而得到液膜及连续液体的厚度和速度剖面^[59]，这里膜厚、膜宽和平均膜速的乘积相当于弥散相体积流。

4) 液滴和液膜的变形：液滴的浮力使液滴和液膜变形。这个变形可用 Princen 所给的方程（见[60]）近似计算，尽管这是他对平表面上静止液滴的变形推导而得。

5) 同液膜平行的液滴运动：液滴由于其边界情况不一致而与液膜表面有相对速度，相对速度愈大，排液时间就愈短。此种液滴运动能作物理数学模拟^[60]。

6) 薄层排液：这涉及到发生在两个以不同速度运动和变形的边界之间的复杂流动过程。有成效的模拟^[61]表明，液滴离板的间距有重大影响，这个间距取决于因变形浸入液膜的深度及液膜厚度。液滴离板愈近，液膜向排液层施加的推力愈大，排液愈快^[62]。

7) 临界层厚：当排液层变薄到材料最低值（100nm 数量级）时就立即破裂。用 Vrij 和 Overbeek（在[63]）可以很好地算出该值。在此关系式中，Hamaker 系数用作分子相互引力的量度。

3—7所列的问题由各自的模型描述，这些模型须形式地连接起来就成了一个单液滴并合模型。这一模型的数学模拟与小液滴及大液滴并合时间的实验结果十分一致；而对中等大小液滴，模型还有毛病。图22是一个例子，给出在倾斜的、同类液体的流动液膜上单液滴的并合时间 t_K 同液膜厚度 δ_R 和浸入深度 L_E 之比的关系。 t_K 是在给定材料系统、有机相液滴大小和板倾斜度的条件下测得的，而 δ_R 和 L_E 则是算出的。 $\delta_R/L_F \leq 1$ 在物理上没有意义，它的出现表明 Princen 的变形计算有缺陷。但小比值范围至少说明液滴和板相互作用强烈，从而使得并合时间很短。当 $\delta_R/L_F \approx 1.1$ 以上时，并合时间快速上升，由此有了一个板式离析器的尺度确定准则。

关于单液滴并合时间向液滴群并合情况转换，已有一些理论和实验为依据的建议方案^[64]。但还不令人满意。考虑到模型复杂和模拟费用大，目前借助已有的实用模型来制定和定量表示板结构的尺度确定准则。

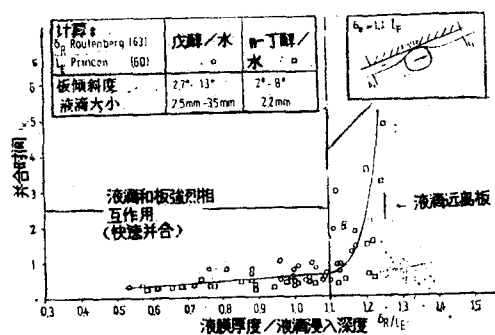


图 22 单液滴并合时间的模型计算机实验结果^[62]

符号:

A 面积
 a 单位体积内的交换面
 C 常数
 d 直径
 d_{32} Sauter 直径
 f 频率
 g 重力加速度
 h 高度
 L 长度
 t 时间, 孔距

V 体积
 v 空管速度
 w 速度
 ϵ 体积分数
 η 动力粘性系数
 ν 运动粘性系数
 ρ 质量密度
 $\Delta\rho$ 密度差
 σ 界面张力
 ω 角速度

附标:

c 连续相
 d 弥散相
 E 单个液滴, 浸入深度
 K 并合

L 液相
 N 孔
 P 微团
 R 流动液膜

无量纲参数:

$Ar = (\Delta\rho d^3 g) / (\rho_c \nu_c^2)$	Archimedes 数
$Fr = (w^2 (\rho_a / \Delta\rho)^{5/4}) / (dg)$	Froude 数
$K_L = (\sigma^3 \rho_L^2) / (\eta^4 \Delta\rho g)$	流体特征值
$Re = (wd) / \nu$	Reynolds 数
$We = (\omega^2 d \rho) / \sigma$	Weber 数

参考文献 (68篇, 略)

李素琴译自: *Chem. Ing. -Tech.*, **60**, 12 (1988): 935—947. (俞善炳校)

《应用数学和力学》征订

《应用数学和力学》是国内外力学界和应用数学界90余名学者编辑的全国性学术刊物。由全国政协副主席、上海工业大学校长钱伟长教授任主编, 兰州大学叶开沅教授任副主编, 交通部重庆交通学院主办, 重庆出版社出版。《应用数学和力学》努力发表国内外力学和有关力学的应用数学的创造性学术论文, 以中、英文两种版本向国内外公开发行人, 深受国际学术界重视。我国《中国力学文摘》刊登全部论文摘要, 国际权威文摘刊物《数学评论》全文摘录及《应用力学评论》登载摘要, 香港国际资料有限公司的《中国科技文摘》也刊登摘要。美国力学科学院评论为14种国际力学刊物之一, 按期报道全部目录。本刊1980年创刊以来, 由于国内外学术界和广大读者的热情支持, 翌年改为双月刊, 1985年起又改为月刊。中文版国际标准期刊编号为 ISSN 1000-0887, 国内代号 78-21, 国外代号 M295。每期定价 4.50元, 全国各地邮政局(所)均可订阅。编辑部直接办理部分过期刊物补购业务。英文版国际标准期刊编号为 ISSN 0253-4827, 上海工业大学出版社出版; 国外由瑞士国际科学出版社经销; 国内订购英文版, 请与上海工业大学出版社联系。

《应用数学和力学》编辑部供稿

编辑部地址: 重庆大坪大黄路107号; 电话: 813708; 电挂: 1248; 邮政编码: 630042