

液滴撞击液膜的穿越模式及运动特性

杨亚晶 梅晨曦 章旭东 魏衍举 刘圣华

Kinematics and passing modes of a droplet impacting on a soap film

Yang Ya-Jing Mei Chen-Xi Zhang Xu-Dong Wei Yan-Ju Liu Sheng-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 156101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190604

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190604>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单液滴撞击倾斜液膜飞溅过程的耦合Level Set-VOF模拟

A coupled level-set and volume-of-fluid simulation for splashing of single droplet impact on an inclined liquid film

物理学报. 2015, 64(9): 094704 <https://doi.org/10.7498/aps.64.094704>

液滴撞击液膜过程的格子Boltzmann方法模拟

Lattice Boltzmann simulation of the droplet impact onto liquid film

物理学报. 2016, 65(8): 084702 <https://doi.org/10.7498/aps.65.084702>

液滴撞击圆柱内表面的数值研究

Numerical study of droplet impact on the inner surface of a cylinder

物理学报. 2018, 67(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180364>

基于范德瓦尔斯表面张力模式液滴撞击疏水壁面过程的研究

Study on the droplet impact on hydrophobic surface in terms of van der Waals surface tension model

物理学报. 2015, 64(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.64.114701>

液滴撞击加热壁面传热实验研究

Experimental study of heat transfer from droplet impact on a heated surface

物理学报. 2015, 64(13): 134704 <https://doi.org/10.7498/aps.64.134704>

液滴碰撞液膜润湿壁面空气夹带数值分析

Numerical analysis on air entrapment during droplet impacting on a wetted surface

物理学报. 2015, 64(22): 224704 <https://doi.org/10.7498/aps.64.224704>

液滴撞击液膜的穿越模式及运动特性*

杨亚晶¹⁾ 梅晨曦²⁾ 章旭东²⁾ 魏衍举^{2)†} 刘圣华²⁾

1) (西安交通大学航天学院, 机械结构强度与振动国家重点实验室, 西安 710049)

2) (西安交通大学能源与动力工程学院, 西安 710049)

(2019年4月24日收到; 2019年5月19日收到修改稿)

液滴撞击液膜是自然界中广泛存在的一种有趣的物理现象, 如雨滴撞击水坑中的雨泡, 啤酒穿过而不破坏杯中泡沫等, 科学家对此现象进行了一些研究, 但对其相互作用机理仍然认识不足. 本文利用高速摄像机记录液滴撞击肥皂膜的瞬态过程, 研究了不同韦伯数 ($We \in (10.8, 350)$) 下液滴与液膜的相互作用过程、穿越模式及运动特性. 研究表明, 随着 We 的增加, 液滴从反弹过渡到穿越 (临界 $We = 10.8$), 穿越后, 根据液膜与液滴的作用形式, 又可细分为无袋型包裹、射泡、有袋型包裹和融合等四种不同穿越模式. 穿越后的液滴可形成“液滴-气垫-液膜”型复合液滴 ($We \in (120, 240)$) 和表皮为微米厚溶液层的单相液滴 ($We \in (240, 350)$). 根据气垫层厚度不同, 无袋型复合型液滴的表观表面张力为最外层液膜之表面张力, 而有袋型复合液滴则为3个气液界面的表面张力之和. 复合型液滴外层包膜可能破裂、剥落并产生射泡现象, 该现象发生在一定的 We 数区间内 ($We \in (60, 120)$), 且该区间随着液滴直径的增加而增大. We 数越大, 液滴穿越液膜过程中的速度损失越小, 液滴位移曲线越靠近理论曲线.

关键词: 液滴, 液膜, 撞击, 穿越模式, 射泡**PACS:** 61.30.Pq, 64.70.fh, 64.75.St**DOI:** 10.7498/aps.68.20190604

1 引言

液滴碰撞是自然界及工业应用领域中的一种常见物理现象, 如雨水收集、喷墨打印、农药喷洒、内燃机、航空发动机喷油等, 其碰撞对象也多种多样, 包括树叶^[1]、干燥壁面^[2]、高温壁面^[3]、疏水壁面^[4]、粗糙界面^[5]、湿润壁面^[6]、壁面上液膜^[7]和液池^[8]等. 研究者们针对上述碰撞现象进行了大量持久的研究, 已经对其碰撞结果及机理有了深刻认识^[9–12]. 液滴碰撞、穿越液膜、泡沫的现象也广泛存在于自然、工业应用及人们的生活之中. 例如雨滴穿过水坑中的水泡, 能穿过而不破坏水泡; 倒啤

酒时不破坏啤酒杯中的泡沫; 洗衣时注入清水不但不破坏泡沫还能帮助产生更多的泡沫. 但对与液滴碰撞液膜的研究, 却很少, 对相互作用机理的认识也有待深入.

Fell等^[13]发现液滴在韦伯数 $We = 12$ 左右时能穿过肥皂膜, 而 Gilet 和 Bush^[14]则认为临界 $We = 16$. Courbin 和 Bush^[15]在更高 We 数下发现液滴可无损地穿过肥皂膜而不使之破裂, 肥皂膜可自我愈合, 包裹在液滴上的肥皂膜会形成一个“液滴-气垫-液膜”的复合液滴. 研究者们^[16–19]甚至利用该原理来制取了反泡泡 (anti-bubble, 泡泡为气体环境中的一个球状封闭液膜, 而反泡泡则为液体环境中的球状封闭气膜), 并对于反泡泡的现

* 国家自然科学基金 (批准号: 51576159)、国家自然科学基金重大研究计划 (批准号: 91741110)、陕西省重点研发计划 (批准号: 2019ZDLGY15-10) 和陕西省交通新能源开发应用与汽车节能重点实验室 (长安大学) 开放基金 (批准号: 300102229513) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weiyanju@xjtu.edu.cn

象进行了大量研究. 以上研究均是在 We 数较小的条件下完成的, 研究现象比较单一. Thoroddsen 等^[20]研究了肥皂膜的破裂动力学, 而包裹在液滴外面的肥皂膜的破裂过程却未见报道. 本文对宽广 We 数范围内的液滴穿越肥皂膜的特性进行研究, 发现了液滴液膜的五种相互作用模式及包膜剥落射泡现象, 扩展了人们对液滴碰撞液膜这一自然现象的认知范围.

2 实验装置与方法

本文实验台架见图 1. 使用三种不同直径的注射器针头 (0.30, 0.44 和 0.70 mm) 来产生三种不同直径的液滴 ($D_0 = 2.30, 2.68, 3.00$ mm). 为减小常用斜口针头对液滴的生成造成的摆动干扰, 本文使用的是定制的平针头. 注射器针头通过玻璃管固定在支架上 (图中略). 支架可以上下移动以调节液滴对液膜的撞击速度. 玻璃管末端由软管引向注射器, 由注射器泵控制生成液滴. 首先, 将直径 1 mm 的铜丝绕成的圆环浸没到泡泡液中, 然后再取出, 这样圆环上就形成了一个液膜, 圆环直径 D_f 即为液膜直径. 实验中 $D_f = 60$ mm, 远大于液滴直径, 因此液膜的边缘效应可以忽略. 圆环固定在支架上, 液滴落在泡泡膜的中心, 其下有水缸承接液滴. 液滴为蒸馏水, 其表面张力为 0.072 N/m. 本文忽略了泡泡液与蒸馏水之间的密度差异. 泡泡液购于公园, 每 100 g 溶液含十二烷基磺酸钠 5 g、甘油 15 g 和水 80 g, 实验室测得其密度 $\rho = 1.03$ g/cm³, 表面张力 $\sigma_f = 0.063$ N/m (悬滴法), 运动黏度 $\nu = 3.61$ mm²/s (共轴二重圆筒式粘度计). 空气的运动黏度为 14.8 mm²/s (1 atm, 20 °C), 为保证每次实验时液膜厚度的一致性, 每次液膜制取后 10 s

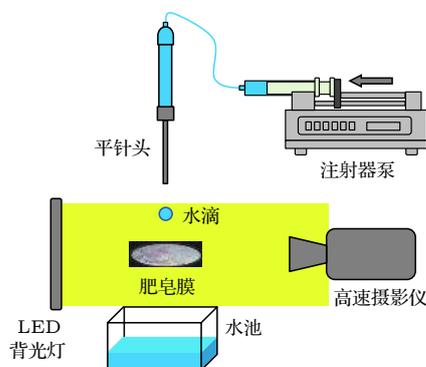


图 1 液滴撞击肥皂膜实验台架示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental platform.

时使液滴滴落, 各工况重复做 5 次实验以保证结果准确性.

本文利用阴影法记录液滴液膜的碰撞过程, 利用 100 W 发光二极管 (LED) 背光灯制造白色背景. 实验用高速摄像机 (Phantom Miro eX4) 配合 Nikor 60 mm 长焦显微镜头进行拍摄, 拍摄帧率为 8000 fps, 由专用软件 PCC 进行记录. 液滴前缘位移通过自行编写的 Matlab 程序进行提取. 实验在室温 ($25 \text{ }^\circ\text{C} \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$) 下进行, 温度液体物性的影响可以忽略.

3 结果与讨论

韦伯数是决定液滴穿越模式的一个关键衡量指标, 其定义为 $We = \rho U_0^2 D_0 / \sigma$, 其中 D_0 为液滴初始直径, ρ 为液滴的密度, σ 为液滴 (非液膜) 的表面张力, U_0 为液滴的撞击速度. 随着 We 数的增加, 液滴与液膜之间将出现五种不同穿越模式.

3.1 液滴的反弹与穿越

由于液膜具有 2 个气液界面, 其表面张力处处相同, 液膜相当于一个弹性薄膜. 当 We 足够小时, 液滴动能不足以克服表面张力, 液滴将在液膜的阻碍作用下逐渐减速, 停止运动, 此时液滴的动能完全转化为液膜的弹性势能, 如图 2(a) 所示. 由于液滴可以无损弹回上方, 并且液膜型线连续圆滑, 与液滴表面相切, 不似液膜与液滴在接触点处相互垂直 (详见 3.3 节), 从而可以推断出液滴和液膜碰撞时并无直接接触, 而是形成一个气垫层, 与液滴撞击水池表面时产生的气垫层类似^[21, 22]. 气垫层隔绝了液滴和液膜, 从而阻碍二者接触融合. 随后液膜弹性势能转化为液滴的动能与势能, 液滴被弹回上方. 本研究中液滴可反弹的临界 We 数为 10.8.

We 数超过临界值后, 液膜将不再能束缚液滴, 液滴将穿越液膜, 如图 2(b) 所示. 液膜对液滴的拉力在位于赤道面、且与当地液膜垂直时达到最大, 其值为 $F = 2\pi \cdot \sigma_f D_0$. 液膜与液滴接触线向上越过赤道后, 根据势能最小化原理, 液膜在液滴上方收缩形成一个双曲形颈部, 如图 2(c) 所示. 此时液膜对液滴的拉力决定于颈部最小直径. 随着液滴下降, 颈部快速收缩并封闭, 在液滴尾部形成一个连接液滴与液膜的液丝. 此时拉力快速减小至 0, 液膜对液滴的阻碍作用消失, 液滴重新开始自由落体



图 2 液滴的反弹与穿越

Fig. 2. Rebounding and penetration of droplets.

运动. 由于气垫层的存在, 液滴和液膜组成了一个“液滴-气垫-液膜”形式的复合液滴, 其结构如图 2(d) 所示.

值得一提的是, 液滴穿越过程中由于受液膜脉冲型阻力作用, 穿越后将产生振荡 (图 3(d)), 其振荡周期与理论值 $(T = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\rho_l R_0^3}{\sigma_f}})$ 符合良好 (图 3(c)), 但是所用表面张力为单层液膜的表面张力 σ_f . 表明该复合液滴虽然有 3 个气液界面, 但从总体效果上看, 仅最外层表面的表面张力对整个复合液滴起到了约束作用.

液滴的变形引起的是气膜的拉伸与收缩运动, 液滴表面与包膜之间缺乏相对剪切运动, 因此黏度所起到的作用十分有限, 不能用黏度来解释. 一个可能的解释是, 由于气垫层厚度接近分子间作用力的作用范围, 气层两侧的水分子之间产生了相互吸引作用, 破坏了表面张力的形成条件, 导致 $\sigma_{\text{drop}} =$

$\sigma_{\text{film, in}} = 0$, 从而 $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{drop}} + \sigma_{\text{film, in}} + \sigma_{\text{film, out}} = \sigma_{\text{film, out}} = \sigma_f$. 以上仅是推测, 其具体原因有待进一步深入研究.

对于本复合液滴, 其气垫层厚度并非均匀分布. 液滴南极由于接触时间较长, 其气垫层厚度理论上小于北极.

3.2 包膜的剥落与射泡

当 We 数较小时, 液滴穿越液膜的速度较小, 而液膜收缩的速度较快, 液滴与液膜接触线可沿着液滴北半球一直上行, 并闭合于北极点. 液膜闭合点与液滴北极之间无额外空气被捕捉. 而当 $We > 60$ 时, 液滴下行速度大于液膜收缩速度, 使得液膜收缩滞后; 另一方面, 液滴在撞击液膜过程中生成的表面波向北极传播而引起北极点振荡, 使高纬度区域表面轮廓产生突变. 液膜与液滴在轮廓突变处开始分离, 从而在液膜颈部闭合时捕捉大量空气,

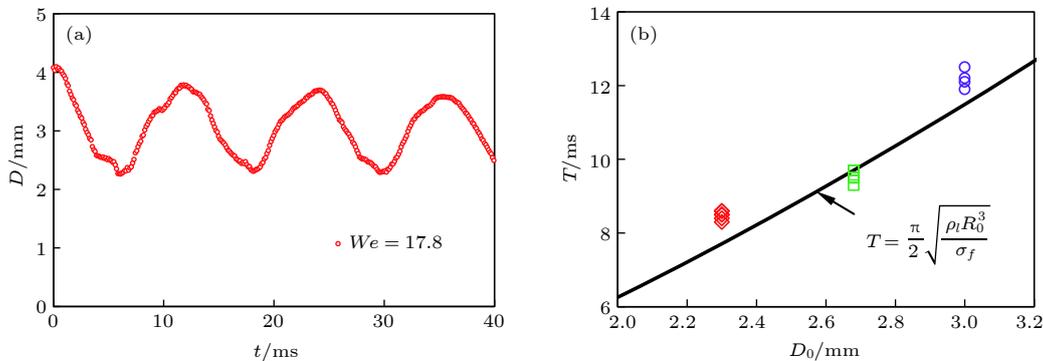


图 3 穿越后复合液滴 ($D_0 = 3.0$ mm) 的直径振荡曲线与振荡周期 (a) 液滴振荡; (b) 振荡周期实验值与理论曲线对比

Fig. 3. Droplet ($D_0 = 3.0$ mm) oscillation phenomenon and its oscillation periods: (a) Droplet oscillation; (b) comparison of the experimental and theoretical oscillation periods.

形成一个锥形气袋, 如图 4 所示. 液膜闭合点随后向下运动, 同时振荡的液滴北极点向上运动将包膜刺破, 液膜闭合点与液滴北极点融合, 气垫层被破坏, 外层包膜的力学平衡被打破, 包膜在表面张力作用下自由地剥落. 包膜与液滴接触环线在南极会收缩为一点, 将气袋及气垫层内的空气包裹起来形成一个气泡射出. 其射出速度取决于液膜的表面张力, 表面张力越大, 射出速度越快. 值得一提的是, 根据所射出气泡的大小可以推算出气垫层的平均厚度大约为 260 nm.

当 $We > 120$ 后, 虽然液滴液膜分离时也能形成气袋, 但是液滴北极点与液膜闭合点同时向下运动, 如图 5(a) 所示, 液滴不能刺破液膜, 包膜可以完整地保存下来. 由于气袋捕捉了大量空气, 此时气垫层的厚度远大于液滴刚穿透液膜时 ($11.8 < We < 60$) 的情况, 因此形成的是如图 5(b) 所示的厚气垫层复合液滴. 气垫层厚度并不均匀, 从图 5(a) 液滴放大图片中可以看到, 由于液滴变形造成的“腰环”形空间, 液滴形态的振荡基本不影响包膜的形态.

3.3 融合型穿越

随着液滴撞击速度增加, 液滴南极对液膜产生的气动压力以 U_0^2 的形式快速增加, 导致气垫层被挤压, 空气被排出, 厚度减小. 气垫层厚度减小到范德瓦耳斯力作用范围以内后, 液滴与液膜就发生融合. 如图 6(a) 所示, 融合点一般发生在南半球中纬度区域. 液膜失去内表面张力的约束后与液滴表面的夹角由接近平行转变为相互垂直, 如图 6(b) 所示, 交线向北极移动, 交点处的流动压力激起少量液体形成一个液尾. 对于 $D_0 = 3.0$ mm 的乙醇液滴, 本情形发生在 $We > 240$ 后, 最终形成的是一个实心液滴, 其表面层为泡泡水溶液 (图 6(c)).

3.4 穿越模式脉谱图

综上所述, 随着 We 数的增加, 液滴与液膜的相互作用总体上可以分为反弹区和穿越区. 如图 7 所示, 穿越区又可细分为无袋型包裹区、射泡区、有袋型包裹区和融合区等四种. 不同直径液滴的 We 转捩点有些差异, 不同区间转捩 We 数依次为 10.8, 70, 120 和 250. 其中射泡的 We 数区间随

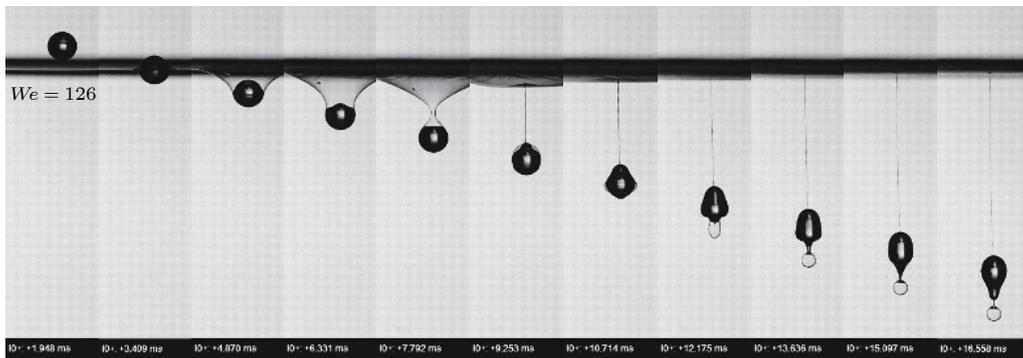


图 4 液滴包膜的剥落与射泡现象
Fig. 4. Shell peeling and bubble shooting.

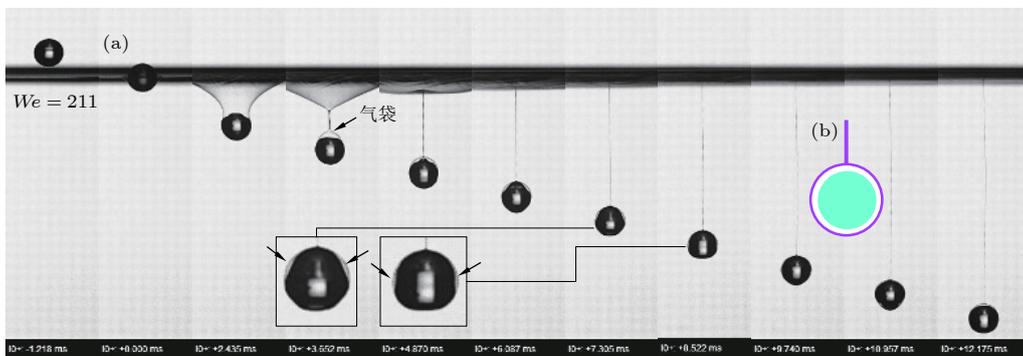


图 5 厚气垫层复合液滴的形成
Fig. 5. Formation of compound droplet with thick air cushion.

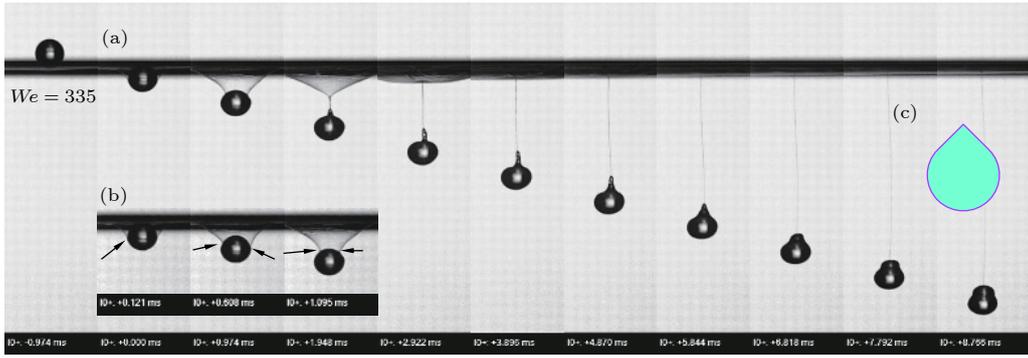


图 6 液滴与液膜融合穿越现象

Fig. 6. Penetration by instant coalescence of droplet with film.

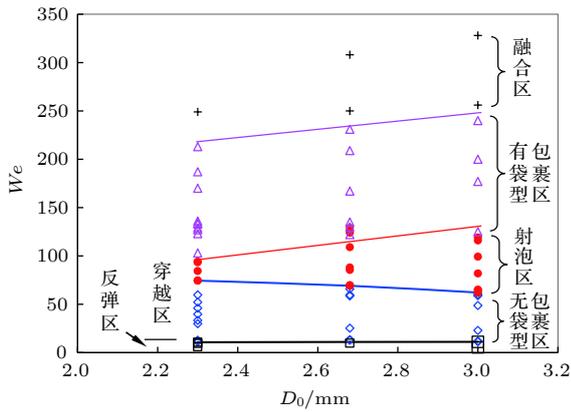


图 7 不同 We 数下液滴穿越模式分布图

Fig. 7. Distribution of passing modes under various Weber numbers.

液滴直径的增加略有增加. 无袋型包裹区向射泡区转换的必要条件是, 液滴北半球轮廓产生明显弯曲, 使液膜与液滴分离, 产生锥形气袋. 根据 Laplace 方程可知, 表面张力引起的液滴内部压力 $p = 4\sigma/D_0$, 液滴越小, 内压越大, 表面变形越困难, 因此产生射泡的 We 数也较大. 而由射泡区向有袋型包裹区转化的临界 We 数主要受液滴本身的振荡周期影响, 液滴只有在振荡后半周期、其北极点向上运动时, 才能刺破液膜, 从而产生射泡现象. 而液滴的振荡周期 $T = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\sigma_f}} \sim D_0^{2/3}$, 大液滴的振荡周期较大, 因此其射泡 We 区间也较大. 融合区主要受液滴运动压缩气垫层空气的滞止压力 p 决定, 而 $We \sim pD_0$, 因此有袋型包裹区与融合区的转捩 We 数也随着液滴直径增加而增加.

3.5 液滴前锋位移

图 8 给出了 $D_0 = 3.0$ mm 乙醇液滴在不同 We 数下的前锋位移 h 随时间的变化曲线. h 定义

如图 2(b) 所示, 为液滴南极点与液滴液膜撞击点的距离. 当 $We < 10.8$ 时, 液滴不能穿透液膜. 液膜起到薄膜弹簧的作用, 其振动周期约为 50 ms. 当 $We > 10.8$ 后, 液滴可以穿透液膜. 液滴开始在重力作用下加速下落, $h-t$ 曲线呈现明显的抛物线形状, 如图 8(a) 所示, 曲线上波动为液滴振荡所引起. 随着 We 数增加, 液滴与液膜作用时间, 基本

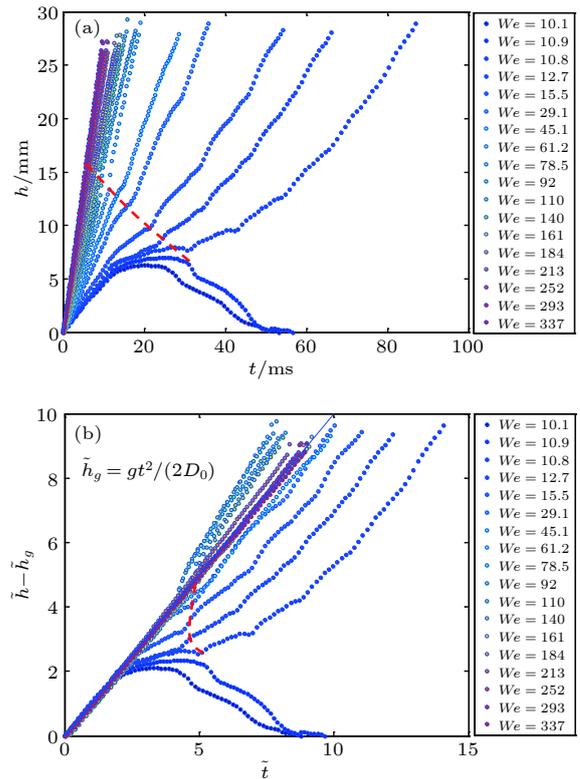


图 8 液滴前锋的绝对位移与无量纲位移特性曲线 (虚线为液膜液滴的分离时刻与分离高度) (a) 绝对位移; (b) 无量纲位移

Fig. 8. Absolute and dimensionless displacements of the droplet front, the dashed line shows the departure height and time of the droplet and film: (a) Absolute displacement curves; (b) dimensionless displacement curves.

呈现线性减小趋势(如图 8(a) 中虚线所示), 动量和速度损失降低, $h-t$ 曲线逐渐趋于直线化. 当 $We > 45$ 后, 液膜的阻碍作用就可以忽略不计, 液滴可视为全程做无干扰自由落体运动. 此时液滴的位移 $h = U_0 t + 1/2gt^2$, 利用液滴初始直径 D_0 对等式进行无量纲化, 可得 $\tilde{h} = \tilde{t} + \tilde{h}_g$, 其中 $\tilde{h} = h/D_0$, $\tilde{t} = U_0 t/D_0$, $\tilde{h}_g = gt^2/(2D_0)$, \tilde{h}_g 则为碰撞后自由落体分量. 将图 8(a) 中数据根据 $\tilde{h} - \tilde{h}_g = \tilde{t}$ 函数重新进行制图, 则可获得图 8(b) 所示的无量纲位移与无量纲时间曲线, 它们均向斜率为 1 的理论直线靠拢, 高 We 数下实验值与理论值重合. 理论线上方为所射出的气泡的前锋位移, 从图 8 可以看出, 该液滴的射泡 We 数区间为 $61.2 < We < 140$.

根据冲量定理, 与液膜分离时液滴的速度 U_p 可由公式 $-\pi D_0 \cdot \sigma t_c = 1/6\pi D_0^3 \cdot \rho(U_p - U_0)$ 计算获得, 经简单计算可知, $\tilde{U}_p = 1 - \frac{6\tilde{t}_p}{We}$, 其中, t_p 为液膜液滴接触时间, $\tilde{t}_p = U_0 t_p/D_0$, $\tilde{U}_p = U_p/U_0$. 由图 8(b) 可以看出, \tilde{t}_p 随 We 数变化很小, 可以认作常数. 所以, 随 We 数增加, \tilde{U}_p 呈现非线性增加趋势, 穿越速度受液膜阻碍作用降低, 位移曲线向理论曲线靠近是一个非线性过程.

4 结 论

本文研究了液滴穿越液膜的动力学特性, 得到如下结论:

1) 当 $We > 10.8$ 时, 液滴可以穿过液膜, 其穿越模式根据液滴与液膜的相互作用方式可以细分为无袋型包裹、射泡、有袋型包裹和融合等四种不同模式, 四种模式常见的临界 We 数分别约为 60, 120 和 240;

2) 无袋型包裹区和有袋型包裹区可以形成“液滴-气垫-液膜”型复合液滴. 它们均有 3 个气液界面, 但无袋型复合液滴(薄气垫层)的表观表面张力为最外层液膜之表面张力 σ_f , 而有袋型复合液滴(厚气垫层)的表观表面张力为 3 个表面张力之

和, 即 $\sigma + 2\sigma_f$;

3) 存在一个 We 数区间, 在此区间内复合液滴外层液膜被液滴振荡刺破后剥落, 产生射泡现象. 该 We 数区间随液滴直径的增加而增大;

4) $We > 240$ 左右时, 气垫层在液滴与液膜接触初期就被破坏, 从而引起二者融合, 最后形成一个单相液滴, 但液滴表层为一层泡泡水溶.

5) We 数越大, 液膜对液滴穿越过程的影响越小, 其运动曲线规律逐渐向理论无量纲函数 $\tilde{h} - \tilde{h}_g = \tilde{t}$ 靠拢, 靠拢速度逐渐加快, 是一个非线性过程.

参考文献

- [1] Bartolo D, Jossereand C, Bonn D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 124501
- [2] Xu W, Leeladhar R, Kang Y T, Choi C H 2013 *Langmuir* **29** 6032
- [3] Pan K L, Hung C Y 2010 *Colloid Interface Sci.* **352** 186
- [4] Thoraval M J, Takehara K, Etoh T G, Thoroddsen S 2013 *J. Fluid Mech.* **724** 234
- [5] Hu H B, Huang S H, Chen L B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 84702
- [6] Pearson T, Maynes D, Webb B W 2012 *Exp. Fluids* **53** 603
- [7] Aziz D S, Chandra S 2000 *Int. J. Heat Mass Tran.* **43** 2841
- [8] Tran T, de Maleprade H, Sun C, Lohse D 2013 *J. Fluid Mech.* **726** R3
- [9] Jossereand C, Zaleski S 2003 *Phys. Fluids* **15** 1650
- [10] Eggers J, Fontelos M A, Jossereand C, Zaleski S 2010 *Phys. Fluids* **22** 062101
- [11] Kim I, Wu X L 2010 *Phys. Rev. E* **82** 026313
- [12] Yarin A L 2006 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** 159
- [13] Fell D, Sokuler M, Lembach A, Eibach T F, Liu C J, Bonaccorso E, Auernhammer G K, Butt H J 2013 *Colloid Polym. Sci.* **291** 1963
- [14] Gilet T, Bush J W M 2009 *J. Fluid Mech.* **625** 167
- [15] Courbin L, Stone H A 2006 *Phys. Fluids* **18** 91105
- [16] Bai L, Xu W, Wu P F, Lin W J, Li C, Xu D L 2016 *Colloids Surf. A* **509** 334
- [17] Kim P G, Stone H A 2008 *Europhys. Lett.* **83** 54001
- [18] Dorbolo S, Caps H, Vandewalle N 2003 *New J. Phys.* **5** 161
- [19] Dorbolo S, Reyssat E, Vandewalle N 2005 *Europhys. Lett.* **69** 966
- [20] Thoroddsen S T, Takehara K, Etoh T G 2005 *J. Fluid Mech.* **530** 295
- [21] Hicks P D, Purvis R 2011 *Phys. Fluids* **23** 062104
- [22] Tang X Y, Saha A, Law C K, Sun C 2019 *Phys. Fluids* **31** 013304

Kinematics and passing modes of a droplet impacting on a soap film*

Yang Ya-Jing¹⁾ Mei Chen-Xi²⁾ Zhang Xu-Dong²⁾
Wei Yan-Ju^{2)†} Liu Sheng-Hua²⁾

1) (*State Key Laboratory for Strength and Vibration of Mechanical Structures, School of Aerospace Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 24 April 2019; revised manuscript received 19 May 2019)

Abstract

Droplet passing through a film is a ubiquitous phenomenon in nature, such as a rain drop impacting on a rain bubble in paddle and pouring beer onto the beer foam, etc. This phenomenon has not been sufficiently investigated and many interfacial interaction mechanisms are still unknown. In this paper, the passing modes and the kinematics of a droplet impacting on a soap film are studied with the help of a high-speed cameral. The impacting Weber number of the droplet varies from 10 to more than 350. The droplet position and velocity are extracted from the video by a self-designed Matlab codes.

Experimental results show that the droplet may pass through the soap film in five modes, i.e., bouncing, bagless packaging, package peeling, bag packaging, and instaneous coalescence. A “drop-cushion-shell”-type compound droplet can be formatted in bag- $[We \in (10.8, 60)]$ and bagless $[We \in (120, 240)]$ packaging mode, while in the package peeling $[We \in (60, 120)]$ and coalescence $[We \in (240, 350)]$ mode it will form single phase droplets, however, with the surface coated with a soap solution layer (original soap film). Although compound droplets have three surfaces, i.e., the droplet’s original surface and the inner and outer surface of the soap film, the apparent surface tension for the bagless-packed droplet is just that of the soap solution, while for the bag-packed droplet it is the sum of the three surface tensions. The outer shell of the compound droplet may peel off and eject a bubble when the Weber number is in the certain range ($We \in (60, 120)$ for droplet with $D_0 = 3.0$ mm), the lower limit decreases and the upper limit increases with the increase of the initial diameter of the droplets and thus expands the bubble-shooting range. The droplet performs a free fall motion, however, it is interfered by the soap film. The droplet can be stopped and rebounded when $We < 10.8$, and penetrate the film and start another free fall when $We > 10.8$. The velocity loss before and after the penetration decrease with impact velocity increasing, hence the motion of the higher We droplet is less retarded by the soap film, the motion curve approaches to the free fall curve. The approaching is not a linear but an accelerating behavior.

Keywords: droplet, soap film, impact, passing modes, bubble shooting

PACS: 61.30.Pq, 64.70.fh, 64.75.St

DOI: 10.7498/aps.68.20190604

* Project Supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 51576159), the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91741110), the Key R&D Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2019ZDLGY15-10), and Key Laboratory of Shaanxi Province for Development and Application of New Transportation Energy (Chang’an University) Open Funding Program (Grant No. 300102229513).

† Corresponding author. E-mail: weiyanju@xjtu.edu.cn