

Investigation of Ultrasound Streaming in Microfluidic Device *

SUN Hong-ming, GUO Hang *

(Pen Tung Sah MEMS Research Center, Xiamen University, Xiamen, Fujian 361005, China)

Abstract : Navier-Stokes equations is first employed to set up a 1-D analytical fluid dynamics model to investigate the sound field and acoustic streaming in the microchannel where the acoustic wave propagates. Then a new microfluidic device is proposed, in which two microcavities are connected by a microchannel and a PZT is used to actuate the microchannel into vibration to set up an ultrasonic field in the microdevice. For this proposed microdevice, finite element method in ANSYS is used to analyze the transient fluid field and the results of the first-order acoustic pressure and velocity in microchannel are obtained. Furthermore, the distribution of acoustic streaming and driving force in microchannel are discussed.

Key words : microfluidics; acoustic streaming velocity; ANSYS; driving force

EEACC : 7230; 7820; 2575

微流体装置中超声流的研究 *

孙宏明, 郭航 *

(厦门大学萨本栋微机电研究中心, 福建 厦门 361005)

摘要 : 应用流体动力学的基本理论, 建立起声流场的一维解析模型, 对声波在管道内部传播时产生的声场和声流运动进行探讨。然后提出并设计了一种利用 PZT 激励微管道振动产生超声场的新型微流体装置。该装置为由微管道相连接的两个微腔体, 并利用有限元法对超声波激励的微管道和腔体进行瞬态的流场数值分析, 得到一阶声压和流场的速度分布结果, 最后对数值结果进行处理并讨论了超声波在管道内传播时产生的声流速度以及驱动力的分布情况。

关键词 : 微流体; 声流速度; ANSYS; 驱动力

中图分类号 : TP27

文献标识码 : A

文章编号 : 1004-1699(2008)03-0517-04

声波在流体介质中传播时由于流体的黏性会发生衰减, 当高频声波在流体中传播时, 会产生超声流, 可以驱动流体产生非定向的宏观运动。随着超声应用领域的不断拓展, 超声流的应用研究也越来越广泛, 例如 DNA 及一些生物分子的测试应用、环境监测以及喷墨打印等方面。目前已建立了许多关于声流的实验研究, 但多数装置都是采用传统技术制造, 体积庞大^[1], 而对于微流体装置内声流的研究并不多。微管道和腔体是微流体装置中的基本组成结构, 驱动和控制微管道和腔体内流体的运动是微流体技术研究中的一项重要任务。本文对微流体装置中声流的产生进行了分析, 着重探讨了腔体和微管道内部流体在超声波激励下的运动情况。

1 声流在声场中的产生

声波在流体介质中传播时, 由于流体的粘性和热导性等, 随着频率的增加将产生非线性的声场。考虑流体粘滞性的 Navier-Stokes 运动方程组为

$$\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\nabla p + \nabla^2 u + \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \right] \nabla \nabla \cdot u \quad (2)$$

式中 c 是声波在介质中的传播速度, μ 和 λ 分别是介质的体积粘性系数和切变粘性系数。

依据 Bradley 和 Nyborg 的假设, 声流现象会在二阶声场中产生并且对一阶声场不产生影响^[2]。因

基金项目: 厦门大学引进人才科研启动基金资助(0000 - x07191)

收稿日期: 2007-09-30 修改日期: 2008-01-07

此首先讨论保留二阶微小项的流体运动基本方程,对声场量中的声压、密度和速度进行级数展开为直流项与周期项之和,

$$p = p_0 + p_1, \rho = \rho_0 + \rho_1, u = u_0 + u_1 \quad (3)$$

式中 ρ_0 是介质密度, p 是声压, u 指流体介质质点的运动速度,下标 '0' 代表直流项, '1' 代表一阶周期项。

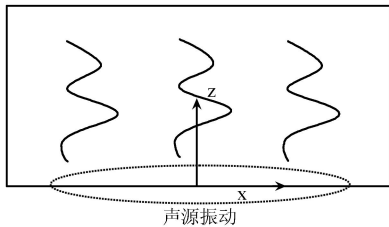


图1 边界振动产生声场示意图

图1所示的是管道内部一振动声源产生声场的示意图,假设振动之外的边界为刚性的约束条件,声源近似产生单一频率的平面波,设图中振动边界的位移满足以下的关系式,

$$d(x, z, t) = A \sin(\omega t - k_1 z) \cos(kx) \quad (4)$$

式中 A 为振动位移振幅,边界振动速度为,

$$\phi(x, z, t) = \frac{\partial d(x, z, t)}{\partial t} = A \omega \cos(\omega t - k_1 z) \cos(kx) \quad (5)$$

假设单一频率的平面波在粘性流体中传播,根据前述的保留二阶微小项的计算,不考虑声场的非线性项,并只推导 $x = 0$ 的情况,可得关于一阶声压 p_1 的波动方程,

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} - \left(1 + \frac{b}{\rho_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} = 0 \quad (6)$$

式中 b 为吸收系数,声波传播方向为 z 轴方向。边界条件为,

$$\begin{cases} p_1(0, 0, t) = \rho_0 c \phi(0, 0, t) = \rho_0 c A \cos(\omega t) \\ p_1 / z|_{z=0} = \rho_0 c A \cos(k_1 z) \end{cases} \quad (7)$$

经求解可得到图1中 z 方向的声压的表达式,

$$p_1(z, t) = \rho_0 c A \cos(\omega t - k_1 z) e^{-\alpha z} \quad (8)$$

式中 α 为介质的吸收衰减系数,

$$\alpha = \frac{b}{2 \rho_0 c^3} \quad (9)$$

由式(8)可知,由于流体的粘滞性,声压幅值随着频率的增加而增加,但声波在管道内传播时,声压幅度沿 z 方向呈指数衰减。声源的振动产生的一阶声场会在流体内部产生声辐射力,

$$P_R = \frac{1}{2} \rho_0 c^2 \left(\frac{\partial d(z, t)}{\partial z} \right)^2 = \frac{1}{4} \rho_0 c^2 A^2 (\omega^2 + k_1^2) e^{-2\alpha z} \quad (10)$$

式中表达的声辐射力为在介质中传播的发生衰减的

声波产生的。从该式可以看出,声辐射力是个时间平均的量,与声波振动幅度和介质的吸收衰减系数有关。微管道的声波激励一般由 PZT 或其它压电驱动产生,位移很小。图2表示的为位移振幅 A 为 10 nm 的声波在水中传播时的声压和声辐射力随着频率增加分布曲线,水的切变粘性系数为 $1.002 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。由图中可以得出,在介质内某点声压的幅值呈指数增加趋势,所产生的声辐射力随着频率增加而递增,当频率为 200 kHz 时,声辐射力约为 0.3 Pa。

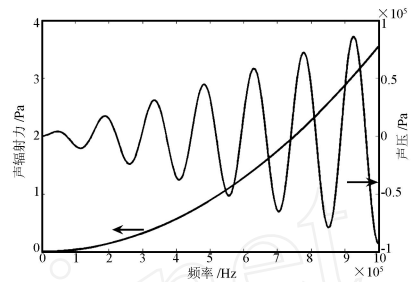


图2 声压和声辐射力与振动频率的关系图

以上分析了一阶声场中声压在流体内的分布以及产生的声辐射力情况。根据 Bradley 的分析^[2],经时间平均后,声场的一阶微小项产生的周期性成分为零,二阶微小项提供速度不为零的直流成分,引起流体的运动,因此声流发生在二阶声场。将运动方程(2)时间平均,

$$\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot (u) = 0 \quad (11)$$

可得,

$$\nabla \cdot \left(u_0 + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial u_1}{\partial t} \right) = \nabla \cdot u_{dc} = 0 \quad (12)$$

式中 u_{dc} 代表声流的宏观流动速度。

对质量守恒方程(2)进行时间平均,整理后得,

$$-\nabla^2 u_{dc} - \left(\frac{1}{3} \nabla \nabla \cdot u_{dc} + \rho_0 \alpha \nabla u_{dc} \right) = F_b \quad (13)$$

$$F_b = \frac{\rho_0}{c} \left[u_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} \right] - \rho_0 (u_1 \cdot \nabla) u_1 = \rho_0 A^2 \omega^2 e^{-2\alpha z} \quad (14)$$

式中 F_b 为声场对流体的体驱动力。

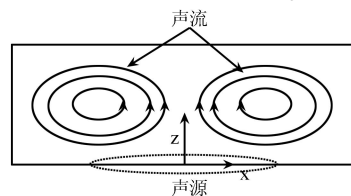


图3 声流示意图

对图1所示的结构模型,当边界振动时产生声波,管道内部的流体将产生如图3所示的非定向运

动,当管道端口为封闭,流体的时间平均传输质量为零,即

$$\int_S u_{dc} \cdot dS = M = 0 \tag{15}$$

式中 S 为流体管道截面积, M 为平均流体传输质量。时间平均传输质量为零时,可理解为周期性的运动使流体在平均时间内正向和负向通过截面的通量之和为零,因此呈涡旋状态。根据此条件,从方程(13)和(14)可以得出时间平均后流体速度 u_{dc} ,

$$u_{dc} = \frac{3A^2}{4c} \left[\frac{1 - 2\cos(x) e^{-x} + e^{-2x}}{6 \frac{x}{h} \left(1 - \frac{x}{h} \right)} \right] \tag{16}$$

其中,

$$= \frac{0}{\sqrt{2 \left(+ \frac{4}{3} \right)}} \tag{17}$$

式中 h 表示声束的宽度,沿着 x 轴方向。

图 4 表示的为流体驱动力在管道内部的分布与声辐射力的对比,图中曲线表明,二者在频率不高时几乎相等,但随频率增加,若微管道内声波不发生非线性畸变,声波由于流体的吸收衰减系数产生的作用力会大于声辐射力。

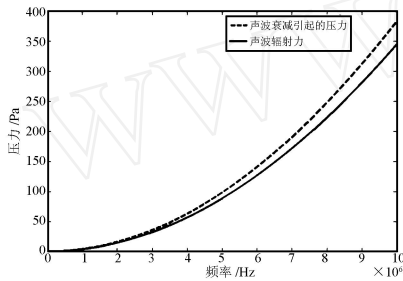


图 4 流体驱动力与声辐射力随频率的变化曲线

图 5 和图 6 表示声波沿 z 向传播时,产生的声流速度沿着声束宽度即 x 方向的分布。本文分析的管道宽度与高度为微小尺寸,长度与声束宽度相同,流体的雷诺数 $Re \ll 2000$,因此运动呈层流状态。如图 5 所示,声流在声源中心位置处流速最大(横坐标零点为声源中心),在大约声束宽度 $1/5$ 处流体会转反向流动,宏观上表现为图 3 所示的涡旋状态。图 6 为对应图 5 的不同频率的声流流速沿管道长度的分布图,当频率为 200 kHz,流体最大流速约 $0.1 \mu\text{m/s}$ 。

通过以上的解析分析可知,对于理想的微管道模型以及振动声源,当超声波在微管道内传播时,高频的振动产生的声场对流体有驱动力的作用,从而使得流体获得时间平均的微流动状态。

2 ANSYS 数值分析二维流场

我们设计了如图 7 所示的微流体装置,该装置

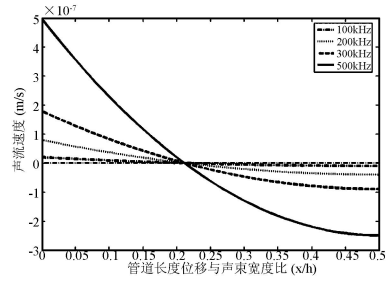


图 5 声流速度沿管道的分布

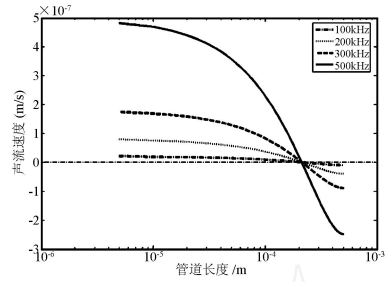


图 6 声流速度在 1 mm 高管道内的分布曲线

的结构主要为采用 MEMS 技术制造的微管道和两端相连接的腔体。利用深刻蚀技术(DRIE)在硅片上加工出微管道和圆柱形腔体,然后将硅片与玻璃进行阳极键合,并在微腔体上方进行超声打孔,作为流体注入与流出口。最后将压电材料 PZT 附贴在微装置下面,当 PZT 振动时可产生一定频率的声波,可以使管道内部流体发生运动。为了分析超声波激励的微管道内的流场,本文建立了二维的模型进行有限元分析,管道尺寸高度为 $500 \mu\text{m}$,宽度为 $500 \mu\text{m}$,长度为 5 mm ,柱体腔直径 2 mm 。

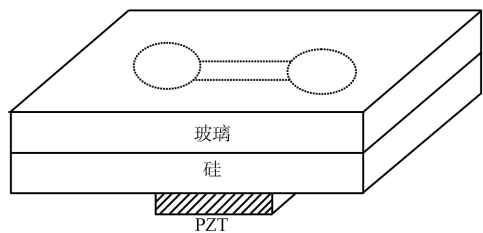


图 7 微流体装置结构示意图

利用 ANSYS CFD 软件对图 7 所示的模型进行流场分析,图 8 所示的为利用有限元软件 ANSYS 对微装置结构进行流场分析的剖分工作图。通过施加振动的边界条件,采用 ALE 算法计算流场的瞬态结果,如图 9 所示的为频率为 200 kHz,振幅为 10 nm 的振动在 $1/4$ 周期时刻(一个声周期约为 $5 \mu\text{s}$)的流场速度矢量图。图 10 为经过两个声周期的时间平均后得到的声流速度矢量的分布图。由图可知,微管道内流速最大约为 $0.05 \mu\text{m/s}$,图中表现出矢量方向相反的质点运动,表明在微管道内,流体运动呈不定向的涡旋趋势。

图 11 描述的是 $1/4$ 周期时的一阶声压分布

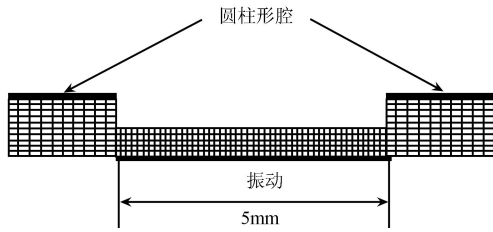


图8 二维流场仿真计算模型

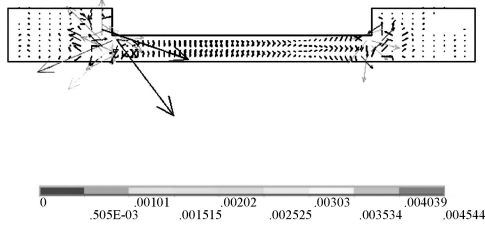
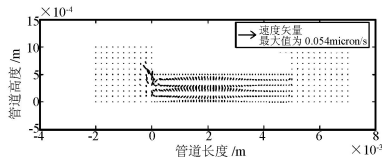
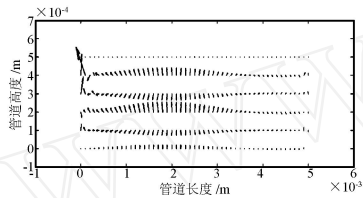


图9 t = 1.25 μs 时的速度分布图



(a) 腔体与管道内声流速度矢量



(b) 管道内声流速度矢量

图10 两个声周期的流体平均速度分布图

图,从图中可以看出,声压幅值会沿管道递减或递增从而产生压力梯度,引起流体质点的周期反复运动。图12描述的为两个声周期的时间平均后,由声压产生的推动流体运动的平均压强的结果,由图中可得到由振动中心向微管道两侧出口的平均压强逐渐递减,管道内最大压力值可达到1.2 Pa,平均产生的压强为0.3 Pa,该结果与图4得出的200 kHz时的压力结果基本符合。



图11 t = 1.25 μs 时的声压分布图

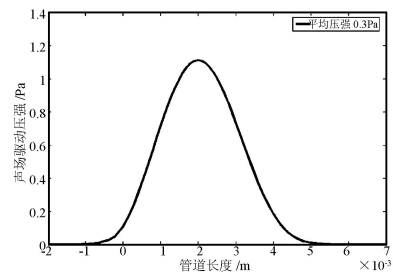


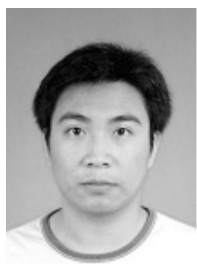
图12 声场对流体驱动力分布图

3 结论

本文研究了超声波在微流体装置中微管道和腔体内部传播时产生的流场。振幅为10 nm,频率为200 kHz的声波激励微管道,在微管道内部产生声流的运动速度能达到0.05~0.1 μm/s,驱动压强约为0.3~1.2 Pa。依据这些分析,超声波驱动流体的运动可以实现在由MEMS技术制造的微流体装置中进行药物粒子输送以及对微系统进行冷却等的应用。

参考文献:

- [1] Qun Wan, et al. Forced Convective Cooling Via Acoustic Streaming in a Narrow Channel Established by a Vibrating Piezoelectric Bimorph[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2005, 74:195-206.
- [2] Bradley C E. Acoustic Streaming Field Structure: The Influence of the Radiator[J]. Journal of Acoustic Society, 1996, Am. 100(3):1399-1408.
- [3] Bennes J, Alzuaga S, Chabe P, et al. Action of Low Frequency Vibration on Liquid Droplets and Particles[M]. Ultrasonics, 2006.



孙宏明(1984-),男,硕士研究生,研究方向为MEMS技术在超声领域的应用、半导体器件与集成电路设计,shamly08@gmail.com



郭航(1967-),男,厦门大学萨本栋微机电研究中心副教授,研究方向为微机电系统、MEMS技术在超声领域的应用、集成电路设计与制造以及纳米技术。先后承担了国家“863”高技术计划项目,国家自然科学基金课题等,hangguo@xmu.edu.cn