

三维声门几何对声门腔内准稳态流场分布的作用 及其对发声的影响*

李 盛^① R. C. Scherer^{①②} 万明习^{①**} 王素品^①

(① 西安交通大学生物医学信息工程教育部重点实验室 生命科学与技术学院生物医学工程系, 西安 710049; ② Department of Communication Disorders, Bowling Green State University, 200 Health Center, Bowling Green, Ohio 43402, USA)

摘要 声带几何形状对人类的发声起着重要作用. 声门腔内准稳态流场的分布取决于声门的形状、尺寸和直径. 使用具有九对对称声门(矩形及 5°, 10°, 20°和 40°收敛角与发散角)的喉部树脂玻璃模型来研究不同声门形状下声门腔内压力、速度场和声门阻抗的变化以及它们对发声的影响, 同时利用补偿有限元算法对实验数据进行了验证. 结果指出, 较大的声门收敛角会降低最小声门直径上游处的压力, 同时使速度升高. 但这种压力速度变化情况在最小声门直径处则相反. 发散角的压力和气流阻抗分布曲线说明最“有效率”的声门发散角在 10°左右. 结果同时指出, 声门几何不仅与发声参量(尤其是发声效率)有密切关系, 同时还对发声基础研究、语言声学、艺术嗓音和喉病检测等领域有重要意义.

关键词 声带几何 喉部空气动力学建模 发声 准稳态流场

在准稳态条件^[1]下对喉部的空气动力学建模通常需要考虑两方面的因素: 一是作用于声带表面的声门腔内气流场的动态分布特性; 二是声带的组织属性^[2]. 对第一点来说, 声门几何形状在发声过程中的变化规律及其对声门腔内气流场的影响是非常重要的. 在正常发声过程中, 声门在任何一个发声周期内都会呈现出多种形状, 其中最主要的是矩形、收敛

和发散形状. 每一个声门形状都会呈现出唯一的压力速度气流场特性, 并进而对发声产生重要影响.

前人曾经在声门几何的研究方面做过一些工作^[3–6], 但是在三维声门腔内, 对在更大范围内变化的声门形状所诱发出来的气流压力速度场效应及其对发声的影响仍然缺乏研究. 本研究在一个具有精确尺寸的三维喉物理模型内, 对人类发声过程中声

2005-06-02 收稿, 2005-08-23 收修改稿

* 国家自然科学基金项目(批准号: 30070212 和 69925101)和美国 National Institutes of Health 基金项目(批准号: 2 R01 DC03577)资助

** 联系人, E-mail: mxwan@mail.xjtu.edu.cn

1) Li S, Scherer R C, Wan M X, et al. The effect of glottal angle on intraglottal pressure. Journal of the Acoustical Society of America, on publish

门所呈现出来的收敛、矩形和发散形状所诱发出来的压力速度场进行了量化分析, 从而对发声的空气动力学特性进行更深入的了解. 同时, 本研究还使用了补偿有限元计算方法对实验数据的可靠性进行了验证. 结果给出了与声带驱动力相关的重要信息以及它们与发声的关系. 本研究对发声基础研究、语言声学、艺术嗓音和喉病检测等领域有重要意义.

1 方法

1.1 喉物理模型

本研究采用的是一个非振动树脂玻璃模型. 为了方便模型的制作和实验数据的采集, 模型尺寸在正常男性喉部尺寸基础上放大了 1.732 倍. 图 1 示出了模型的俯视剖面图. 声门下区、声门区和声门上区分别由上下左右四部分围成, 并由合成树脂粘贴构成一个整体. 表 1 给出了模型的具体数据, 同时与 Ishizaka 和 Matsudaira^[7], Gauffin 等人^[8]以及 Scherer 等人^[9,10]所制的喉物理模型尺寸做了对比.

声门由两声带间的狭小间距构成. 声门长度固定在 1.20 cm. 用 9 个精心设计并精密加工的树脂玻璃声带模型来研究当声门角分别处于 40°, 20°, 10°, 5°(发散声门), 0°(矩形声门), -5°, -10°, -20°和 -40°(收敛声门)时对称声门形状下声门腔内的准稳态流场变化. 同时, 在模型的单侧声带壁面中线处(图 1 中模型的上侧)开有 9 个直径为 0.07 cm 人体尺寸(0.12 cm 模型尺寸)的圆柱形透孔, 以便将测量设备插入模型内以取得流场参数值. 相邻两孔中心点的间距为 0.14 cm 人体尺寸.

图 1 同时示出了应用此模型的实验装置示意图. 流经模型内部的气流由置于模型入口处的 Hans Rudolph 4700B 气流描记器记录, 出口部分借助于 50 cm 长(内径 2.5 cm)的软管连接到一个气流计(Dwyer Model VFC131), 整个模型由置于模型尾端的可变速真空泵(Busch Model SE0040C)提供气流源. 使用 Entran EPE-551 型压力传感器(测量精度为 2%)和 KANOMAX 风速计(测量精度为 3%)测量模型内部的气流参数. 压力数据在距离声门内壁表面大

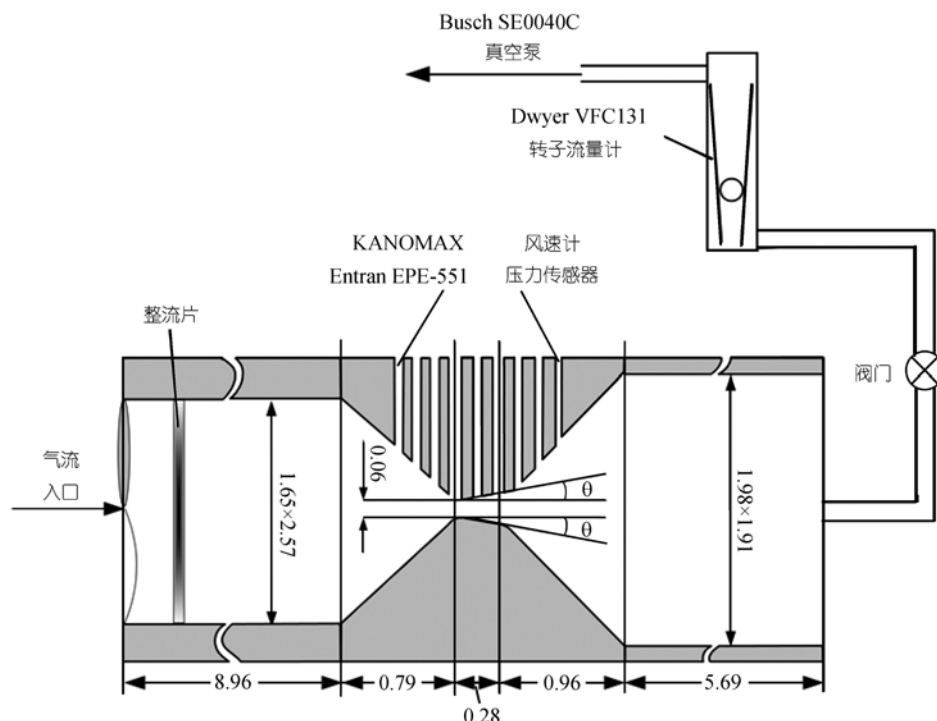


图 1 喉物理模型俯视图及配套实验装置示意图

图中的单位为 cm, “ θ ” 示声门角

表 1 本研究与 Ishizaka 和 Matsudaira, Gauffin 等人以及 Scherer 等人研究中各喉腔变量值的比较

喉腔变量	Ishizaka 和 Matsudaira(1972)	Gauffin 等人(1981)	Scherer 等人(1983)	Scherer 等人(2001)	本研究
声门长度/cm	1.3	2.4	1.219	1.2	1.21
声门直径/cm	0.03, 0.06, 0.1	0.042, 0.056, 0.098, 0.14, 0.186	0.104	0.04	0.06
声门厚度/cm	0.3	0.3	0.37	0.3	0.28
声门入口角/(°)	36	—	41	40	45
声门上表面角/(°)	0	0	0	0	-45
声门下腔宽度/cm	1.4	1.0	1.64	2.0	1.65
声门下腔高度/cm	1.4	2.4	2.55	2.0	2.57
声门上腔宽度/cm	1.4	1.5	1.9	2.0	1.98
声门上腔高度/cm	1.4	2.4	1.86	2.0	1.91

约 2 mm 左右的位置分别从 9 个测量孔取得, 而速度值则通过测量孔在模型中线位置上采集. 压力和速度数据使用一个 12 位的 A-823PGL Microdigit A/D 数据采集卡采集 20 s(采样速率 10000 样本/s)数据, 再做平均得到. 实验中, 为了尽量减少由于系统初始化时模型内部气流不稳定所带来的伪迹和干扰, 在测量任意一个参数值前, 都将系统初始化 3 min, 同时, 采用 MATLAB 软件对数据进行处理并取均值.

1.2 计算方法

由于本模型内 Reynolds 数较低(一般不大于 2000), 因此可认为气流均质、无重力, 且其流动为定常、不可压缩, 则三维 Navier-Stokes 方程可表达为:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right] = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] = 0, \quad (3)$$

以及

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

其中 v_x , v_y , v_z 分别为 x , y 和 z 方向的速度分量, ρ 是空气密度, p 是空气压力, μ 为空气的分子粘度系数. 在补偿有限元方法中, 连续性方程 (3) 可表达为:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda} \rho, \quad (5)$$

其中 λ 是补偿数. 当补偿数趋于无穷大时, 满足质量守恒定律.

有限元方程是由 Galerkin 方法构造的. 速度元使用四阶的形状函数进行内插值计算, 压力元则采用四面体单元上定义的线性形状函数来内插替换计算, 这种压力内插函数能产生高精度的快速收敛结果. 在整个气流域中, 我们采用了十节点的速度元和四节点的压力元.

整体有限元方程采用直接迭代法进行求解. 每次迭代的解都用亚松弛方法校正以确保迭代的稳定性. 直到标准误差比收敛标准小时, 整体有限元方程的迭代就完成. 标准误差定义为:

$$e_i = \max_{j=1, N} \left[\frac{a_{i,j}^n - a_{i,j}^{n-1}}{a_{i,\max}^n} \right] \quad (6)$$

其中下标 i ($i = v_x, v_y, v_z$, 或者 p) 表示流体变量的每个分量, n 是迭代级数, $a_{i,j}$ 表示在第 j 个节点上的第 i 个气流变量的节点值, N 表示节点的总数.

2 结果

2.1 压力分布

由于模型是三维的, 因此沿任意轴向位置的压力和速度值都是不同的. 本研究的目的是获得声门腔及其上下游区域的声带表面压力值和声门腔中心线上的速度值, 从而研究作用于声带表面的驱动力及声门腔内的气流场特性. 图2给出了跨声门压为5 cm H₂O条件下, 分别作用于9个声门角壁面中线上的一维实验压力分布曲线. 对应的数值计算仿真结果同时用实线给出, 可以看出它们与实验结果非常接近.

由图2可以看出, 当声门角增大时, 除了5°和10°发散角以外, 收敛和发散声门角对应的声门壁面压力同时升高, 而5°和10°发散角则呈现相反的状况. 例如, 当收敛形状的声门角从-5°变化到-40°时, 声带壁面中点上的压力从1.60 cm H₂O上升到3.98 cm H₂O(图2(a)), 这说明不仅声门腔内的压力分布存在着重要的不同, 而且作用于声带表面的牵引力也产生了很大的变化.

发散声门腔内压力的变化依赖于声门角度的变化. 由图2(b)可以看出, 10°发散角产生了最低的压力值, 之后是5°和20°, 而40°发散角则在声门入口处给出了最小压力降. 这些作用于声带壁面的压力将会产生不同的, 或正或负的合力. 这些合力将在声门呈

张开相时将声带向两边推开, 而在声门呈关闭相时把两声带拉紧合拢, 作用力的大小和方向则取决于声门在那一时刻所形成的角度(当然, 这种压力也与那一时刻的跨声门压和声门直径有关). 这些压力就是在声带振动过程中起着重要作用的“外部驱动力”^[11].

美国Bowling Green State大学也同时进行了一个同样的研究. Scherer和Shinwari研究组采用他们建立的喉部树脂玻璃模型(名叫“M5”)来获得声门腔内壁的压力分布. 图3给出了他们在同样5 cm H₂O跨声门压条件下获得的结果. 他们所采用的模型拥有与本模型同样的声门形状并采用了同样的跨声门压, 所得到的结果也非常相似, 这说明了本实验数据的有效性. 除此之外, 图2和3还同时表明声门腔内的压力最低点总是出现在最小声门直径处.

图4给出了这九个声门角所对应模型的跨声门压力降随气流量变化的实验数据曲线. 由图可以看出, 矩形声门形状对于任意给定的气流都对应于最大压力降, 这主要是因为矩形声门内的气流具有相对较高的黏性损失. 同时, 实验数据和计算仿真结果都指出, 对于任意给定的气流量, 10°发散声门角对应于最小压力降, 以及最低气流阻抗, 这一点与Hofmans等人^[4]给出的结果一样. 另外, 对于一个给定的气流值, 所有的发散角

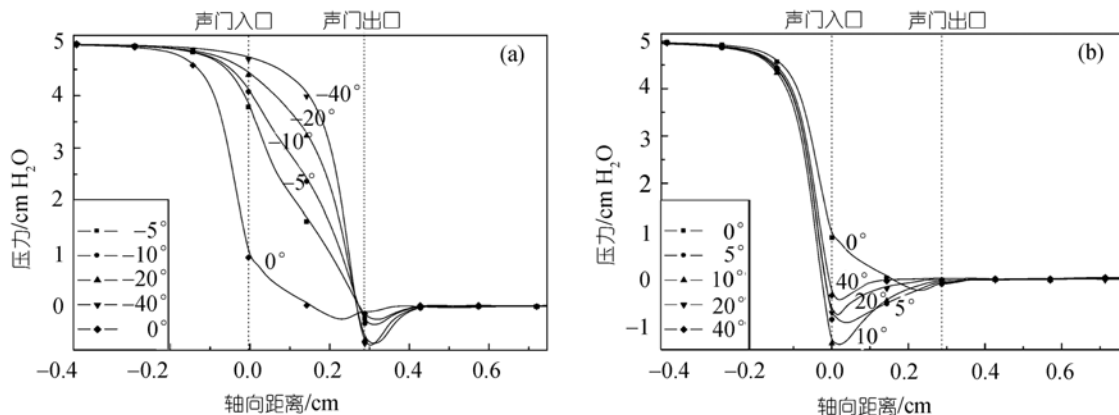


图2 9个代表性声门角条件下, 作用于声带表面中线上的一维实验压力分布图, 对应的仿真值也用实线在图中给出
(a) 均匀声门及-5°, -10°, -20°, -40°收敛角; (b) 均匀声门及5°, 10°, 20°, 40°发散角

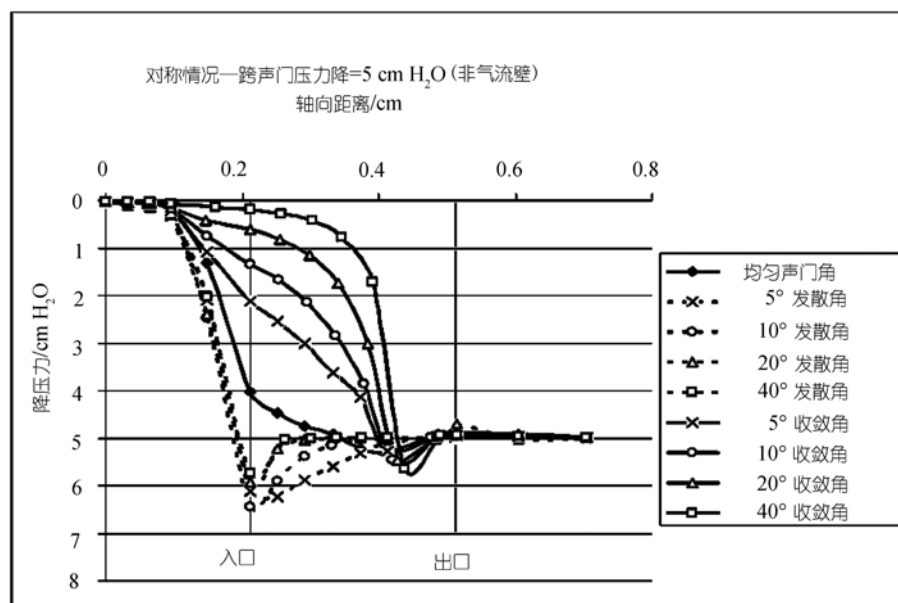


图 3 9 个声门角条件下, 作用于声带表面的一维压力分布图(数据来自 Bowling Green State University)

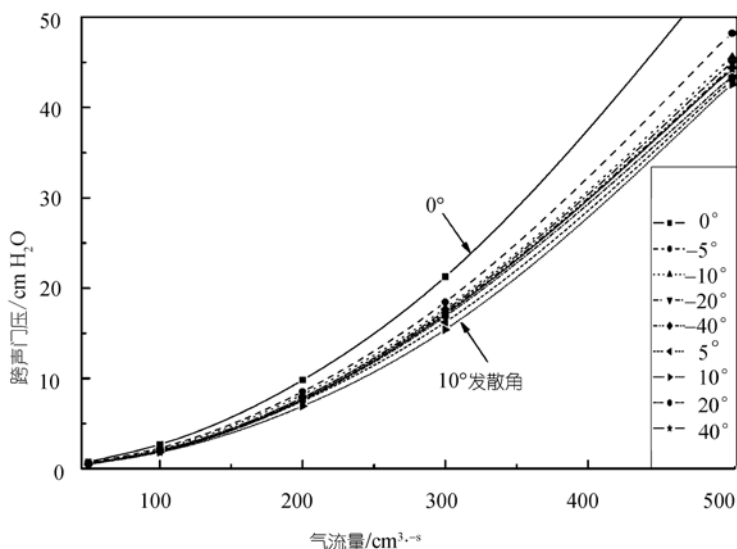


图 4 9 个典型声门角在不同气流量条件下所对应跨声门压的实验值拟合曲线

比所有的收敛角都给出了更低的跨声门压力降, 这表明发散角的声门阻抗比所有的收敛角阻抗都来得要小。

2.2 速度分布

图 5 给出了跨声门压同为 $5 \text{ cm H}_2\text{O}$ 条件下, 九个声门角所对应的模型中心线上的一维实验速度分布图. 这些速度分布值由 20 s 采样时间内 (200000 个采样点) 的采样数据做平均来得到. 同时, 图 5 中还用实

线给出了对应的仿真速度分布值. 这些速度场呈现出与图 2 中压力场恰好相反的模式, 说明声门形状和气流阻抗对于声门腔内的压力和速度场所产生的作用是一致的。

图 5(a) 同时说明了, 当收敛声门角增大时, 声门出口位置 (最小声门直径处) 上游较大的气流入口截面积导致了声门腔内速度场的降低. 但是在越过声门出口位置后, -20° 和 -40° 声门角的速度值达到最大, 而

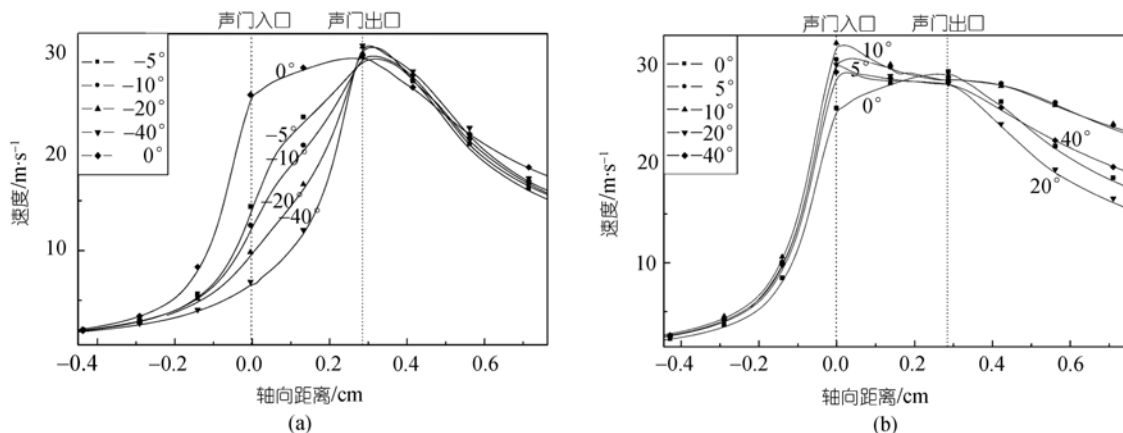


图5 不同声门角条件下, 作用于声门腔中线上的一维实验速度分布曲线

对应的仿真值也用实线在图中给出. (a) 均匀声门及 -5° , -10° , -20° , -40° 收敛角; (b) 均匀声门及 5° , 10° , 20° , 40° 发散角

-5° 和 -10° 角的速度值相对较小. 然而, 这种变化规律对于发散声门角则并不相同(图5(b)): 在声门入口处(最小声门直径处)的下游, 10° 发散角给出了最大速度, 之后是 5° , 20° 和 40° . 对于声门内的大部分区域, 5° , 10° , 20° 和 40° 的速度分布值是相近的. 实际上, 声门腔内的压力和速度值一直是很好地对应着的: 图2中的压力极小值越小, 则图5中的峰值速度就越大.

3 讨论

通常, 收敛声门角的增大会引起声门腔内压力的增大、速度的降低以及气流阻抗的增大. 但是对于发散角来讲, 气流阻抗和声门内压力恢复值在 10° 角左右时达到最小, 说明这是一个更“有效率”的发散角. 其他发散角(5° , 20° , 40°)则呈现如下规律: 角度的增大会降低声门腔内的压力恢复值、降低声门腔内的速度值、同时增大气流阻抗.

本研究的结果揭示出, 声门形状的变化对发声具有重要影响. 较大的声门收敛角会产生较大的、正的、将两声带向外推开的力, 而在 $5^\circ \sim 10^\circ$ 范围内的发散角则会产生较大的、负的、将两声带向内关闭的力. $5^\circ \sim 10^\circ$ 角被认为是对发声最有利的角, 尤其是在声门呈关闭相, 需要相对较高的气流和较大的拉力来关闭声门时, 这个范围内的角度会促进声带的闭合, 从而对声带的振动及发声起重要的促进作用.

因此, 从空气动力学的观点来看, 有效发声的理

论应该包含相对较大的收敛角和相对较小的($5^\circ \sim 10^\circ$)发散角. 但是同时应该注意到, 目前这项结论只适用于有限的声门直径(本研究中的声门直径为 0.06 cm). 本研究还指出, 由于矩形声门内的气流黏性效应为最大, 因此它给出了最大的气流阻抗. 同时, 从发声的观点来看, 矩形声门由于对气流具有较强的阻碍作用, 因此它对于声门的关闭是一个非常有效的形状.

这些空气动力学参数, 例如跨声门压、声门气流、声门阻抗和发声效率, 也与语音参数, 尤其是声强、基频和声调有着重要的关系. 例如, 跨声门压是一个主要的、控制声强和语音基频的变量. 对应于本研究中, 增大的收敛角和减小的发散角会使跨声门压增加 (5° 和 10° 发散角除外, 它们是相反的), 这种增大的跨声门压将会使发声强度和发声基频同时增加. 此外, 当发声的声调变高时, 声带就需要更高的跨声门压来维持同样幅度的振动. 声门阻抗的增加也会进一步降低发声的声强. 这些关系表明, 声门几何与发声参量间存在着间接的, 但是非常重要的关系.

这些结果说明, 声门几何及其所诱发的压力速度场对发声有着重要作用和影响, 因此在建立和使用物理、数学或者是计算发声模型时, 这些因素必须被充分考虑. 更重要的是, 这些结果显示出, 声门几何在发声周期内, 借助对声门腔内声门体积速度波的影响而与发声参量(尤其是发声效率)有重要的潜在关系, 从而对发声基础研究、语言声学 and 喉病检测等领域有

重要意义. 本研究同时揭示, 对于声门几何形状(包括声门形状、大小和直径)和跨声门压需要开展一系列更完整的研究工作, 从而揭示出动态的, 尤其是病理条件下发声模型内的压力、速度和气流场分布效应及其与发声参量的关系, 目前这部分工作正在进行中.

参 考 文 献

- 1 Zhang Z, Mongeau L, Frankel S H. Experimental verification of the quasi-steady approximation for aerodynamic sound generation by pulsating jets in tubes. *J Acoust Soc Am*, 2002, 112(4): 1652~1663[DOI]
- 2 Alipour F, Scherer R C. Flow separation in a computational oscillating vocal fold model. *J Acoust Soc Am*, 2004, 116(3): 1710~1719[DOI]
- 3 Guo C G, Scherer R C. Finite element simulation of glottal flow and pressure. *J Acoust Soc Am*, 1993, 94(2): 688~700[DOI]
- 4 Hofmans G C J, Groot G, Ranucci M, et al. Unsteady flow through *in-vitro* models of the glottis. *J Acoust Soc Am*, 2003, 113(3): 1658~1675[DOI]
- 5 Scherer R C, Shinwari D. Glottal pressure profiles for a diameter of 0.04 cm. *J Acoust Soc Am*, 2000, 107(5): 2905[DOI]
- 6 Alipour F, Scherer R C. Pressure and velocity profiles in a static mechanical hemilarynx model. *J Acoust Soc Am*, 2002, 112(6): 2996~3003[DOI]
- 7 Ishizaka K, Matsudaira M. Fluid mechanical considerations of vocal fold vibration. *Speech Communications Research*, 1972, 36: 112~131
- 8 Gauffin J, Binh N, Ananthapadmanabha T V, et al. Glottal geometry and volume velocity waveform. *Vocal Fold Physiology*, 1983, 47:194~201
- 9 Scherer R C, Titze I R, Curtis J F. Pressure-flow relationships in two models of the larynx having rectangular glottal shapes. *J Acoust Soc Am*, 1983, 73(2): 668~676
- 10 Scherer R C, Shinwari D, Witt K J D, et al. Intraglottal pressure profiles for a symmetric and oblique glottis with a divergence angle of 10 degrees. *J Acoust Soc Am*, 2001, 109(4): 1616~1630[DOI]
- 11 Titze I R, Story B H. Rules for controlling low-dimensional vocal fold models with muscle activation. *J Acoust Soc Am*, 2002, 112(3): 1064~1076[DOI]