

SHENGWUYIXUEGONG
CHENGJIAOCHENG

生物医学工程教程

● 湖南科学技术出版社

生物医学工程教程

胡良俊 赵光陆 编著
宗贤钧 容太平

责任编辑：贺晓兴

*

湖南科学技术出版社出版

(长沙市展览馆路8号)

湖南省新华书店发行 湖南省新华印刷二厂印刷

*

1987年1月第1版第1次印刷

开本：850×1168毫米 1/32 印张：12.875 插页：4 字数：334,000

印数：1—1,500

ISBN 7—5357—0005·5/Q·1

统一书号：13204·147 定价：4.40元

湘科86—7

序

生物医学工程是生命科学和工程技术的结合，是用工程技术的原理和方法探索生命的奥秘，并应用于疾病的防治。这个学科的形成，只有二、三十年的时间。然而这两个方面智慧汇合所取得的成果，已经显示了它的巨大作用。目前，有不少国家已经拥有一批兼有生物医学和工程学两方面知识的人才，我国近年来也在理工科大学和医学院的密切配合下培养这种人才。《生物医学工程教程》就是为这目的服务的书籍。希望这本书对我国生物医学工程人才的培养和生物医学工程学的发展起着良好的促进作用。

中国医学科学院名誉院长

中国生物医学工程学会理事长 **黄家驷**

中国生物医学工程学报主编

编者的话

生物医学工程学是一门新兴的交缘学科，它是现代生物、医学与工程学相互渗透的产物。

第二次世界大战以后，特别是六十年代以来，以电子学为先导，几乎所有的自然科学以及工程学科都向生物学、医学迅速地渗透着。生物学和医学也沿着形态地描述生命现象向定量地认识生命过程发展着。特别是电子工业、计算机的更新换代和宇航工业的迅猛发展，使得整个技术世界进入一个崭新的阶段，以致形成了新的技术革命。它表明人们对于改造客观世界已经具有了相当完备的手段。然而，人们对于自身的认识比起对非生命的客观世界的认识就显得逊色多了。当前技术的进步，使得人类有能力借用工程的手段去探讨生命的奥秘。

很多国家的政府都认识到工程科学和生物学、医学的互相渗透的趋势，制定了该学科发展和人材培养的计划。我国在1978年制定学科发展规划时，正式提出了生物医学工程学，并相应建立了国家生物医学工程学学科组。近几年来，我国的生物医学工程学得到了很大的发展。在一些院校相继建立了生物医学工程类专

业或系。陆续招收了一批本科生、硕士研究生、博士研究生。1980年在北京成立了中国生物医学工程学会。然而，至今关于生物医学工程学的教材还未公开问世。参与撰写本书的作者们在科研工作和教学过程中深深感到出版一本全面介绍生物医学工程学的书籍是迫在眉睫了。但是，由于在我国这门学科还是刚刚开始，这门新兴的交叉学科研究范围又如此之大，几乎有整个医学科学及与之相结合的那些学科的研究范围那么大，执笔者是无论如何也难以完成这一任务的。但是，也许正象一些从事生物医学工程学研究工作的同仁们一样，我们被神奇的生命现象，特别是生命科学中具有挑战性和刺激性的工程问题所吸引，驱使我们下定决心编写这本书。

生物医学工程学是用工程的观点、理论和方法去研究生物体的一门交叉学科。当然也包括将一些生命活动的机理应用于工程技术界，以及研究密闭的和开放的系统的工程问题。应该指出的是，我们研究的对象是生命体，对于早已为客观规律所证实的工程科学中的原理、定理等，有的在这里就显得无能为力了。因此，作为一门独立的学科，生物医学工程学的基本理论随着研究工作的深入开展，正在逐步形成。

全书共分六章。第一章生物力学（由胡良俊执笔）；第二章生物医用材料，第三章人工器官（均由赵光陆执笔）；第四章生物医学仪器及信息（由宗贤钧执笔）；第五章电子计算机在医学中的应用（由容太平执笔）；第六章生物控制机制（由胡良俊执笔）。全书由胡良俊负责整理。

本书对于生物医学工程类专业的学生和医科院校的学生来说，它可作为一本教科书；对于已毕业的医科院校的学生和尚不熟悉生物医学工程学的工作者来说，它可作为一本入门书籍；对那些正在从事这个领域工作的人来说，它可作为一本参考书。这是我们的目的。

由于撰写本书工作量太大，执笔者的知识有限，书中谬误之处在所难免，敬请读者指正。

编写过程中参阅了国内、外有关资料；在修改、审定本书的过程中承蒙李灏教授和余汝生教授等的热情指导和帮助，特此表示衷心地感谢。

此书的底稿曾给我们敬重的黄家驷理事长审阅过，他亲自为这本教程写了序并题写了书名。他给予我们的指导，鼓励和支持一直激励着我们去完成这一艰巨的工作。

时值这本教程出版之际，我们将把它献给我国生物医学工程学的开拓者、著名的医学家、教育家——黄家驷教授，略表我们对他的怀念之情。

目 录

1	生物力学	1
	§ 1—1 力学的基本概念	1
	§ 1—2 骨力学	17
	§ 1—3 生物软组织力学	25
	§ 1—4 血液流变学	44
	§ 1—5 心脏力学	55
	§ 1—6 循环系统动力学	65
2	生物医用材料	73
	§ 2—1 生物医用材料概况	73
	§ 2—2 聚合物	74
	§ 2—3 金属与合金	87
	§ 2—4 陶瓷	102
	§ 2—5 碳	109
	§ 2—6 生物材料	112
	§ 2—7 组织相容性	113
	§ 2—8 血液相容性	113

§ 2—9	生物医用材料的灭菌	127
§ 2—10	生物医用材料的评价	131
3	人工器官	137
§ 3—1	质量传递的理论基础	137
§ 3—2	人工肺	142
§ 3—3	人工肾	163
§ 3—4	人工肝	175
§ 3—5	全植入型人工心脏	181
4	生物医学仪器及信息	194
§ 4—1	生物医学仪器的分类、组成及其特点	194
§ 4—2	医学换能器	196
§ 4—3	导管—压力换能器系统的动态响应测量	201
§ 4—4	生物电的产生及其测量	211
§ 4—5	生物电极	214
§ 4—6	生物电放大记录仪	217
§ 4—7	心电图机	222
§ 4—8	心电图机的技术指标及检查	231
§ 4—9	多道生理记录仪	238
§ 4—10	超声诊断仪	249
§ 4—11	医用红外热象仪	259
§ 4—12	医用X线机	267
§ 4—13	X线机的常用诊断设备	270
§ 4—14	计算机断层摄影装置	279
§ 4—15	图象重建的原理	282
§ 4—16	放射性同位素扫描仪	289
5	电子计算机在医学中的应用	291
§ 5—1	引言	291
§ 5—2	电子计算机辅助诊断	293
§ 5—3	病房监护系统	318
§ 5—4	电脑医用仪器——可编程心电仿真仪	329

6

生物控制机制

341

- § 6—1 体内平衡和生物调节 342
- § 6—2 肌肉控制系统 脊椎反射 349
- § 6—3 颤抖的温度调节 366
- § 6—4 物质交换的体内平衡 390

1

生物力学

§1—1 力学的基本概念

§ 1—1—1 流体的运动

1. 牛顿流体与非牛顿流体 研究距离为 dy 的两液体层，它们以一定的速度差 dv 平行流动(图1—1)。速度 v 沿 y 方向上的变化率称为速度梯度，记为

$$D = \frac{dv}{dy} \quad (1-1)$$

单位面积上的剪力称为剪应力，记为

$$\tau = \frac{F}{A} \quad (1-2)$$

它的量纲是〔力〕/〔长度〕²。剪应力 τ 与速度梯度 D 的关系是

$$\tau = \eta D = \eta \frac{dv}{dy} \quad (1-3)$$

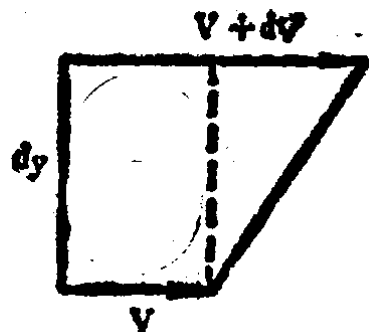


图1—1 理想粘性液体的流动

式中 η 称为动力粘性系数或简称粘度，和 E 一样， η 也是一个物质常数。上式称为牛顿定律。符合牛顿粘性定律的液体称为理想粘性流体或简称为牛顿流体。

由于

$$\frac{dv}{dy} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dy} \right) = \frac{d\gamma}{dt}$$

所以
$$D = \frac{d\gamma}{dt} = \dot{\gamma} \quad (1-4)$$

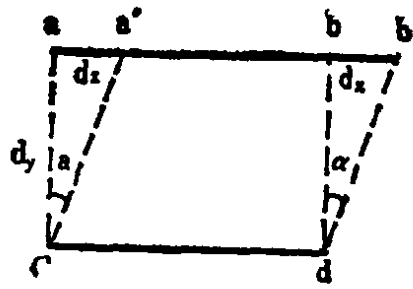


图1-2 剪应变

式中 $\gamma = dx/dy = \tan\alpha$ 称为剪应变 (图1-2)，即液面 ab 相对于液面 cd 位置的变形量。剪应变是一个无量纲的量。(1-4)式说明应变率等于速度梯度。将(1-4)式代入(1-3)式，得

$$\tau = \eta \frac{d\gamma}{dt} = \eta \cdot \dot{\gamma} \quad (1-5)$$

显然，剪应力 τ 与 $\dot{\gamma}$ 无关，即液体内部各处的剪应力均相等。对于牛顿流体而言，由于粘性系数是一个物质常数，所以剪应力 τ 与剪应变率 $\dot{\gamma}$ 呈线性关系 (图1-3)。直线的斜率反映了该流体的粘度

$$\tan\varphi = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = \eta \quad (1-6)$$

凡是遵循牛顿粘性定律的流体称为非牛顿流体。在这种情况下，剪应力 τ 与剪应变率 $\dot{\gamma}$ 之间一般呈非线性关系(图1-4)。其流动曲线一般可表示为： $\dot{\gamma} = f(\tau)$ 。 (1-7)

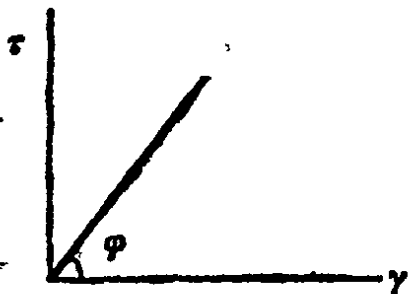


图1-3 牛顿流体的流动曲线



图1-4 非牛顿流体

对于非牛顿流体，定义

$$\eta_0 = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (1-8)$$

为表观粘度。虽然它仍具有与牛顿粘度 η 相同的量纲,但它并不是一个物质常数。常用的粘度单位是cp(厘泊)。一般来说,表观粘度 η_0 与剪应变率 $\dot{\gamma}$ 的关系可分为3种情况: η_0 随 $\dot{\gamma}$ 的增加而降低; η_0 随 $\dot{\gamma}$ 的增加而增加; η_0 不随 $\dot{\gamma}$ 变化(即牛顿流体)。

2. 流体在刚性圆管内的流动 假设在刚性圆管内流动的流体在各点的速度不随时间变化,即所谓定常流动。且流体与管壁不产生滑移,流速 u 仅是半径 r 的函数,在轴心处流速最大。所以速度梯度为

$$D = -\frac{du}{dr} \quad (1-9)$$

负号是表示流速随半径的增加而减小。这种流动又称为层流。

(1) stokes 关系式 沿管轴方向取一圆柱形流体,其半径和长度分别为 r 和 l 。在此圆柱形流体的两端截面上,外部流体对它的压力分别为 p 和 $p - \Delta p$ 。 Δp 称为沿长度 l 上的压力降,就是由于它的作用液柱产生了运动:

$$\pi r^2 p - \pi r^2 (p - \Delta p) = \pi r^2 \Delta p。$$

由于该液柱表面外部流体阻止该液柱流动而作用于其上的力为 $2\pi r l \tau$ 。 $(\tau$ 为切应力)。圆柱形流体在上述两种力作用下处于平衡,即

$$\pi r^2 \Delta p = 2\pi r l \tau$$

或

$$\tau = \frac{\Delta p}{2l} r \quad (1-10)$$

它反映了切应力与压力梯度 $(\Delta p/l)$ 、至轴心的距离成正比的关系,称为 stokes 关系式。显然,当压力梯度 $\Delta p/l$ 一定时,管壁上具有最大切应力:

$$\tau_w = \tau_{\max} = \frac{\Delta p R}{2l} \quad (1-11)$$

(2) 流体的速度分布和流量 由(1-7)式和(1-9)式,可得

$$-\frac{du}{dr} = f(\tau)。$$

考虑边界条件 $r = R$ 时 $u = 0$ ，积分上式，得

$$u = \int_r^R f(\tau) dr \quad (1-12)$$

由(1-10)式和(1-11)式，可得 $\tau = (\tau_w/R)r$ ，将此式微分后用 $d\tau = (\tau_w/R)dr$ 代入(1-12)式，得

$$u = \frac{R}{\tau_w} \int_r^{\tau_w} f(\tau) d\tau \quad (1-13)$$

这就是流体在刚性圆管内作定常流动时的速度分布的一般表达式。它既适用于牛顿流体也适用于非牛顿流体。作为特例，若已知牛顿流体的流动曲线为 $\gamma = \tau/\eta$ ，代入前式：

$$\begin{aligned} u &= \frac{R}{\tau_w} \int_r^{\tau_w} \frac{\tau}{\eta} d\tau = \frac{R}{\eta \tau_w} \cdot \frac{1}{2} \tau^2 \Big|_r^{\tau_w} \\ &= \frac{1}{4\eta} \frac{\Delta p}{l} (R^2 - r^2) \end{aligned} \quad (1-14)$$

从上式可以看出，在刚性圆管内作定常流动的牛顿流体，其速度分布呈抛物线型(图1-5)。这种流动称为 Poiseuille 流动。在管

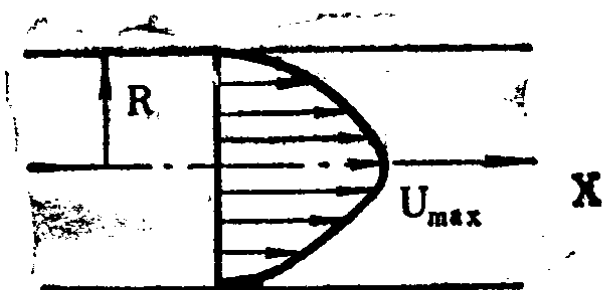


图1-5 Poiseuille流动速度分布图

壁处($r = R$)速度为零；在轴心处($r = 0$)速度达到最大值：

$$u_{\max} = \frac{1}{4\eta} \frac{\Delta p}{l} R^2 \quad (1-15)$$

将圆管内流体的截面看成无数同心圆组成，那末在单位时间内通过截面的流量为：

$$Q = \int_0^R u \cdot 2\pi r dr$$

对此式进行分部积分，并代入在内管壁处的非滑动的边界条件，即当 $r=R$ 时， $u=0$ 。可得

$$\begin{aligned} Q &= \left| ur^2\pi \right|_0^R - \int_0^R \pi r^2 \frac{du}{dr} dr \\ &= - \int_0^R \pi r^2 \frac{du}{dr} dr \\ &= \int_0^R \pi r^2 f(\tau) dr \end{aligned}$$

用 $\tau = (\tau_w/R)r$ 进行积分变量的代换，可得

$$Q = \frac{\pi R^3}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} f(\tau) \tau^2 d\tau \quad (1-16)$$

此式为已知流动曲线 $f(\tau)$ 时，求流体流量的一般表达式。它既适用于非牛顿流体，也适用于牛顿流体。作为一个例子，若圆管内充满牛顿流体，其流动曲线为 $f(\tau) = \tau/\eta$ 。将它代入(1-16)式

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\pi R^3}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} \frac{\tau}{\eta} \tau^2 d\tau \\ &= \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l} \end{aligned} \quad (1-17)$$

此式称为Poiseuille定律。显然，流量同压力梯度 $\Delta p/l$ 成正比例；而当压力梯度一定时，流量则与半径的四次方成比例。扩大管径是提高流量的有效办法。

将(1-17)式改写为

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8Q} \frac{\Delta p}{l} \quad (1-18)$$

显然，当管的半径一定时，通过测量压力梯度和流量，则可求出该牛顿流体的粘度。

比较(1-5)式和(1-10)式，可得

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta} = \frac{1}{2\eta} \frac{\Delta p}{l} r \quad (1-19)$$

它表示在距轴线为 r 处的切变率。

$$\text{将(1-17)式改写为 } Q = \frac{1}{W} \Delta p. \quad (1-20)$$

其中 $W = 8\eta l/\pi R^4$ 称为流动阻力。显然，当流量一定时，压力降

Δp 与流动阻力 W 成比例。

若把(1-11)式代入(1-16)式, 还可得到压力梯度与流量关系的一般表达式:

$$Q = \frac{8\pi l}{\Delta p^3} \int_0^{\tau_w} f(\tau) \tau^2 d\tau \quad (1-21)$$

例1 在圆管内作定常流动的流体, 如果它的流动曲线为

$$f(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\eta_c} (\sqrt{\tau} - \sqrt{f_c})^2 & (\tau > f_c) \\ 0 & (\tau < f_c) \end{cases}$$

其中 f_c 称为Casson屈服应力; η_c 称为Casson粘度。符合上述规律的流体称为Casson流体。求其速度分布和流量。

解 速度分布

分两种情况讨论:

当 $f_c < \tau_w$ 时, 即Casson屈服应力小于管壁处的切应力。这个条件还可写成

$$f_c < \frac{\Delta p R}{2l}$$

令 $f_c = \frac{\Delta p}{2l} r_c$

此式意味着在 $r = r_c$ 处之切应力等于 f_c ,

$$\tau = \frac{\Delta p}{2l} r_c = f_c$$

当 $r < r_c$ 时, 即

$$r = \frac{2l}{\Delta p} \tau < r_c = \frac{2l}{\Delta p} f_c$$

由于 $\tau < f_c$, 就流动不起来。所以 $f_c < (\Delta p/2l)R$ 的条件可写为 $r_c < R$ 。这种条件下又分两种不同情况:

(1) $f_c < \tau$, 即 $r_c < r$ 。将Casson流动曲线代入(1-13)式

$$\begin{aligned} u &= \frac{R}{\tau_w} \int_{\tau}^{\tau_w} f(\tau) d\tau = \frac{R}{\tau_w} \int_{\tau}^{\tau_w} \frac{1}{\eta_c} (\sqrt{\tau} - \sqrt{f_c})^2 d\tau \\ &= \frac{\Delta p}{4\eta_c l} \left[R^2 - r^2 - \frac{8}{3} r_c^{\frac{1}{2}} (R^{\frac{3}{2}} - r^{\frac{3}{2}}) + 2r_c (R - r) \right] \end{aligned}$$

(2) $\tau < f_c < \tau_w$

$$u = \frac{R}{\tau_w} \int_{f_c}^{\tau_w} \frac{1}{\eta_c} (\sqrt{\tau} - \sqrt{f_c})^2 d\tau = \frac{\Delta p}{4\eta_c l} \left(R^2 - \frac{8}{3} r_c \frac{1}{2} R^{\frac{3}{2}} + 2r_c R - \frac{1}{3} r_c^2 \right) = \frac{\Delta p}{4\eta_c l} (\sqrt{R - r_c})^3 \left(\sqrt{R} + \frac{1}{3} \sqrt{r_c} \right)$$

这说明在 $r < r_c$ 时, 其速度分布不随 r 变化。其运动类似于刚体作整体运动, 这种流动称为栓流。

当 $f_c > \tau_w$ 时, 此种情况下速度表达式(1-13)的整个积分域中 $f(\tau) = 0$, 故 $u = 0$ 。

流量 当 $f_c < \tau_w$ 时 将 Casson 流动曲线表达式代入 (1-16) 式, 得

$$Q = \frac{\pi R^3}{\tau_w^{\frac{3}{2}}} \int_{f_c}^{\tau_w} \frac{1}{\eta_c} (\sqrt{\tau} - \sqrt{f_c})^2 \tau^2 d\tau$$

定义 $f_c = \frac{p_c R}{2l}$ 式中 p_c 表示当管壁上的切应力为 f_c 时的压力降。

所以

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta_c l} \left[\Delta p - \frac{16}{7} p_c^{\frac{1}{2}} (\Delta p)^{\frac{1}{2}} + \frac{4}{3} p_c - \frac{1}{21} \frac{p_c^4}{(\Delta p)^3} \right]$$

当 $f_c > \tau_w$ 时, 由于这种情况下 $f(\tau) = 0$, 所以

$$Q = 0$$

§ 1-1-2 粘弹性

1. 理想弹性体 当外力除去后能瞬间恢复到未受力状态下的形状的物体称为理想弹性体。换言之, 对于理想弹性体的任一时刻的应变, 仅取决于该时刻的应力。当除去应力后, 其应变也瞬间消失, 反之亦然。或者说其任一瞬时的应力状态, 完全由该瞬时的应变所决定, 而与它的过去无关。

当外力除去后能瞬间完全恢复的弹性体称为完全弹性体。当外力除去后能瞬间部分恢复的弹性体, 它尚留有残余变形, 这种物体称为非完全弹性体。对于非完全弹性体, 只要外力不超过一定的限度, 其变形可以瞬间完全恢复。这个限度称为弹性极限。

在这个范围内，其受力与变形的关系可用 Hooke 定律来描述：

$$\tau = E \cdot \varepsilon. \quad (1-22)$$

其中 τ 表示单位面积上的法向内力，称为正应力或简称应力。其量纲为 [力]/[长度]²。 ε 表示单位长度上的变形

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l} = \frac{\Delta l}{l} \quad (1-23)$$

显然，它为无量纲数。 E 是与材料性质有关的物质常数，称为弹性模量或杨氏模量。它具有与应力相同的量纲。由(1-22)式可以看出，其应力与应变呈线性关系(图1-6)，直线的斜率就是弹性模量 E ，

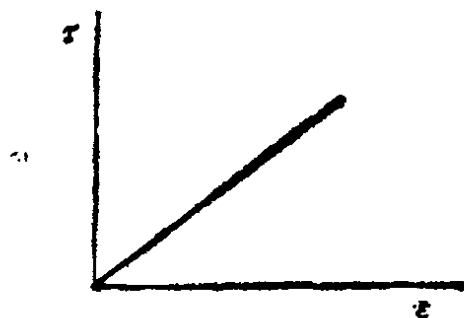


图1-6 理想弹性体的应力~应变关系

$$E = \tan\theta \frac{\tau}{\varepsilon}$$

对于理想弹性体，加载曲线(直线)与卸载曲线完全重合。

2. 粘弹性体 兼有弹性和粘性的性质，并且在外力作用下，物体产生的形变对时间有依赖关系的一类物体称为粘弹性体。换言之，粘弹性体的任一点在任一时刻的应力状态，不仅取决于该瞬时的应变，而且与应变的历史过程有关。许多高分子聚合物和大多数生物材料都是粘弹性材料。如果粘弹性体的应力与应变之间的关系是线性的，称为线性粘弹体。

一般说来，粘弹性材料具有下面3个力学特性：滞后现象、应力松弛和蠕变。

(1) 滞后现象 对于粘弹性材料，考察其应力~应变关系。如图1-7所示，当加载到一定限度而卸载时，发现卸载曲线不与加载曲线重合，形成一个由加载曲线和卸载曲线组成的闭合回路，这个回路称为应力滞后环。这种现象称为滞后现象。

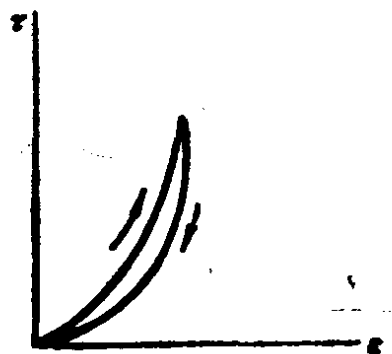


图1-7 应力滞后环