

文章编号: 1000-0887(2001) 04-0359-14

# 冠状动脉狭窄情况下的非牛顿血液 流动和大分子传质\*

李新宇, 温功碧, 李 一

(北京大学 力学和工程科学系, 湍流研究国家重点实验室, 北京 100871)

(吴望| 推荐)

**摘要:** 针对冠状动脉狭窄的情况, 采用数值模拟方法求解了牛顿流体与非牛顿流体(幂次律流体和 Casson 流体)的定常与脉动的流场。在此基础上, 求解了 LDL(低密度脂肪蛋白)和 Albumin(血清白蛋白)的浓度场。根据计算结果, 详细讨论了壁面剪应力、非牛顿流效应、分子大小等因素对大分子传质的影响; 并对牛顿流体与非牛顿流体、定常流动与脉动流动的大分子浓度场进行了比较, 这些结果对于了解动脉硬化成因与流动特性和大分子传质的联系提供了较为丰富的信息。

**关键词:** 动脉粥样硬化; 非牛顿流; 大分子传质; 壁面剪应力

**中图分类号:** R318.01      **文献标识码:** A

## 引 言

动脉粥样硬化最显著的特征是内膜局部脂质积蓄, 纤维组织增厚, 动脉局部变窄。一方面, 病理解剖发现病灶常常出现在厚壁动脉的分叉、弯曲和狭窄流动变化剧烈的区域, 这说明它与局部血液流动的特性有关。一般情况下, 血液基本上可视为均质的牛顿流体, 但在狭窄、分叉等流动发生分离的剪切率较低的区域, 血液表现出非牛顿流体的性质。另一方面, 脂肪积蓄取决于大分子在血液中的浓度分布和跨血管壁的传质。因此, 研究动脉硬化与非牛顿流体血液流动及大分子传质的联系对揭示动脉硬化的成因具有重要意义。

近些年来, 围绕动脉硬化病灶和流场与剪应力分布的关系有许多卓有成效的工作。除了高度发展的实验技术外<sup>[1]</sup>, 数值方法已经成功地研究了复杂血管(弯曲, 分叉)的牛顿流体定常和脉动的流场<sup>[2-5]</sup>。牛顿流的假设在高剪切率的情况下是合理的, 但当剪切率较低时, 非牛顿流体的效应就比较明显。A. Dutta<sup>[6]</sup>等人选取幂次律和 Thurston 流体, 用差分方法求解了直圆管在简单弹性下流场的特性; Nakamura<sup>[7]</sup>等人选取 Bi\_Viscosity 流体用有限元方法计算了血管狭窄情况下非牛顿流的流场; CHENG Tu<sup>[8]</sup>等人选取牛顿流体、幂次律、Bingham 和 Nerschel\_Bulkley 4 种流体, 采用有限元方法计算了狭窄血管在定常和脉动情况下的流场、壁面剪应力分布等。这些计算主要是求解非牛顿流体的流场, 而没有研究非牛顿流体下大分子的传质。

本文数值模拟了轴对称狭窄血管内的定常和脉动流场及其大分子传质。选取牛顿流体、

\* 收稿日期: 1999\_08\_12; 修订日期: 2000\_07\_16

基金项目: 国家自然科学基金重点资助项目(19732003)

作者简介: 李新宇(1971—), 男, 辽宁沈阳人, 硕士。

幂次律和 Casson 三种流体, 假设壁面大分子渗透系数随壁面剪应力单调变化, 计算了定常和脉动情况下的流场、壁面剪应力分布和血管内的大分子 (LDL, Albumin) 的浓度分布和跨壁流量。文中详细分析了非牛顿流体, 脉动等因素对大分子传质的影响及其与动脉硬化的联系。

## 1 数学模型

假定具有局部轴对称狭窄的刚性直圆管的狭窄段半径  $R(z)$  由下式决定:

$$R(z) = R_0 \cdot \left\{ 1 - \frac{\delta}{2R_0} \left[ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi(z - z_m)}{L_{st}} \right] \right] \right\} \quad z \in \left[ z_m - \frac{L_{st}}{2}, z_m + \frac{L_{st}}{2} \right], \quad (1)$$

其中,  $R_0$ 、 $L_{st}$  和  $z_m$  分别为无狭窄处管半径, 狭窄区长度及最大狭窄处的轴向坐标,  $\delta$  是  $R_0$  与最狭窄处半径之差。

### 1.1 流体力学方程及边界条件

在柱坐标系下的 NS 方程为:

$$\begin{cases} \rho \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right\} = - \frac{\partial p}{\partial z} + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_r) + \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \right], \\ \rho \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right\} = - \frac{\partial p}{\partial r} + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_r) + \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \right], \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

其中,  $\tau = \eta(\dot{\gamma})$ ,  $u$ 、 $v$  分别为轴向速度和径向速度,  $p$  为压力,  $\tau$  为剪切应力,  $\eta$  为表观粘度。

本文研究了牛顿流体和两种非牛顿流体, 幂次律流体和 Casson 流体。

本构方程如下:

牛顿流体  $\eta(\dot{\gamma}) = \mu$  (粘性系数);

幂次律流体  $\eta(\dot{\gamma}) = k(\dot{\gamma})^{n-1}$ ;

Casson 流体  $\eta(\dot{\gamma}) = \left[ \sqrt{\eta_c} + \sqrt{\tau_c/\dot{\gamma}} \right]^2$ 。

边界条件确定如下:

1) 入口条件

入口流动假定为充分发展的抛物形速度剖面:

$$\begin{aligned} u(r) &= 2U_0 \left[ 1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right], \quad z = 0, \\ v(r) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $U_0$  为入口平均流速, 入口压力均匀分布  $p(0, r) = p_0$ 。对于脉动和定常两种情况, 入口平均流速  $U_0$  和压力  $p_0$  分别确定如下:

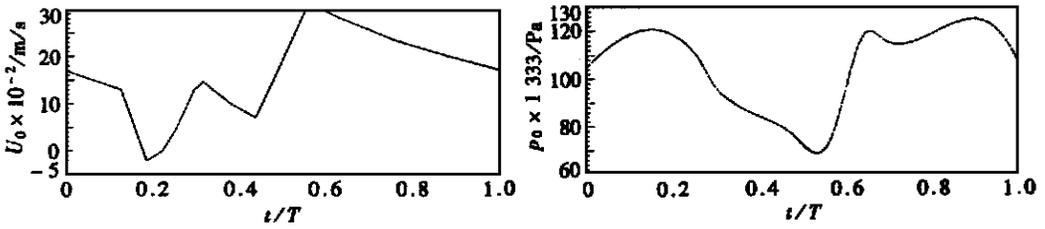
(i) 脉动流动:  $U_0$  随时间的变化参考文献[4, 9], 如图 1(a) 所示;  $p_0$  随时间的变化根据文献[10] 查值得到, 参见图 1(b)。一个周期内的平均速度  $U_0 = 0.17 \text{ m/s}$ , 平均雷诺数  $Re = U_0 D_0 / \nu = 204$ , Womersley 数  $\alpha = R_0 \sqrt{2\pi \omega} / \nu = 2.75$ , 平均压力  $p_0 = 13995 \text{ Pa}$ ,  $T$  为心动周期,  $\nu$  为运动粘性系数。

(ii) 定常流动:  $U_0$  和  $p_0$  均取一个周期内脉动量的平均值: 即  $Re = 204$ ,  $p_0 = 13995 \text{ Pa}$ , 以便与脉动情况(i) 相比较。

2) 出口条件

假定流动已稳定, 速度不再沿轴向变化。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0. \quad (4)$$



(a) 入口速度  $U_0$

(b) 入口压力  $p_0$

图 1 左冠状动脉入口速度与压力在一个周期内的变化

类似于参考文献 [7]、[10], 假定出口离狭窄处很远, 压力下降到 0, 即  $p_0 = 0$

3) 壁面条件

在壁上轴向速度满足无滑移条件  $u(z, R_0) = 0$ , 径向速度参考文献 [11] 的值,  $v(z, R_0) = v_w = 4 \times 10^{-8} \text{ m/s}$ . 实际上, 根据计算  $v_w$  非常小, 对流场分布基本没有影响.

4) 轴对称条件

$$v = 0, \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \frac{\partial v}{\partial r} = 0, \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (5)$$

初始条件, 入口速度  $U_0$  和压力  $p_0$  如图 1 所示.

1.2 传质方程及其边界条件

浓度的对流扩散方程在柱坐标下为:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial z} + v \frac{\partial c}{\partial r} = D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right), \quad (6)$$

其中,  $c$  表示大分子浓度.

边界条件确定如下:

1) 给定入口浓度:

$$c_{z=0} = c_0; \quad (7)$$

2) 认为出口浓度不再沿轴向变化:

$$\frac{\partial c}{\partial z_{z=L}} = 0; \quad (8)$$

3) 在轴线上满足对称条件:

$$\frac{\partial c}{\partial r_{r=0}} = 0; \quad (9)$$

4) 壁上, 分子法向扩散与对流之和应等于分子的跨壁渗透流量<sup>[11, 12]</sup>, 由此可得:

$$D \frac{\partial c}{\partial r_{r=R}} = v_w \cdot c_w + P_{em} \cdot c_w, \quad (10)$$

其中,  $D$  为分子扩散系数,  $P_{em}$  为分子在血管壁上的渗透率(单位  $\text{m/s}$ ), 对 LDL 来说,  $P_{em}$  为 0,  $v_w$  为壁面水渗透速度,  $c_w$  为壁面大分子浓度.

定常情况给定初始浓度场为均匀浓度场, 即

$$c_{t=0} = c_0^* \quad (11)$$

脉动情况, 以定常浓度场作为初始条件.

1.3 Albumin 的跨壁渗透规律

Albumin 这样相对较小的蛋白质分子可以渗透过管壁, 但不考虑 LDL 的渗透性. 壁面剪应力  $\tau_w$  对 Albumin 渗透系数有影响. 根据文献 [12] 给出的  $P_{em}$  值, 并参考文献 [13] 中的  $P_{em} - \tau_w$  关系, 本文拟合出  $P_{em} - \tau_w$  关系式

$$P_{em} = [-12.3 + 22.6 \ln(\tau_w + 5.1)] \times 10^{-9} \text{ m/s},$$

其中,  $\tau_w$  单位是  $10^{-1} \text{ Pa}$ 。计算过程中,  $P_{em}$  由每步  $\tau_w$  的结果确定。

## 2 计算结果和讨论

### 2.1 参数选取

本文参数选取针对左冠状动脉情况, 列表如下:

表 1 冠状动脉血液和大分子的主要参数

参数	血液密度 $\rho$	血液粘度 $\mu$	入口浓度 $c_0$		扩散系数 $D$	
			LDL	Albumin	LDL	Albumin
数值	$1.05 \times 10^3$	$3.5 \times 10^{-3}$	$49 \times 10^{-6}$	40	$5 \times 10^{-12}$	$7.3 \times 10^{-11}$
单位	$\text{kg/m}^3$	$\text{kg/m} \cdot \text{s}$	$\text{mol/m}^3$	$\text{kg/m}^3$	$\text{cm}^2/\text{s}$	$\text{cm}^2/\text{s}$
文献依据	[13]	[13]	[14]	[10]	[14]	[10]

表 2 非牛顿流的参数

流体种类	公 式	参 数		文献依据
牛顿流体	$\eta(\gamma) = \mu$	$\mu$ $3.5 \times 10^{-3} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$		[13]
幂次律流体	$\eta(\gamma) = k(\gamma)^{n-1}$	$k$ $0.35 \text{ s}^{0.39}$	$n$ 0.61	[15]
Casson 流体	$\eta(\gamma) = \left( \sqrt{\eta_c} + \sqrt{\frac{\tau_c}{\gamma}} \right)^2$	$\eta_c$ $3.5 \times 10^{-3} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$	$\tau_c$ 0.03 Pa	[16]

### 2.2 与现有结果的比较

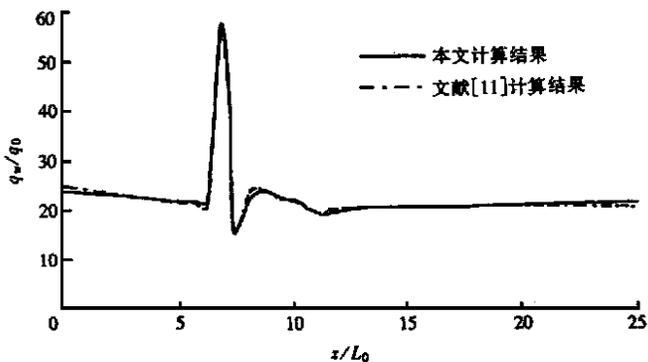
文献[10]数值模拟了狭窄动脉在牛顿流体情况下, Albumin 的对流扩散和跨壁运输。  $P_{em}$  依赖于壁面剪应力  $\tau_w$ , 雷诺数  $Re = 300$ , Peclet 数  $Pe = 1.4 \times 10^7$ , 采用 SUPG 迎风有限元技术计算。在相同的物理模型和边界条件下, 以本文计算结果与之对照, 图 2 分别为 Albumin 的跨壁流量和壁面浓度, 可以看出二者结果较一致。由图可见, 在最大狭窄处达到峰值, 然后急剧下降, 两者的梯度都较大, 在回流区部分  $q_w$  和  $c_w$  逐渐升高。

### 2.3 本文计算结果

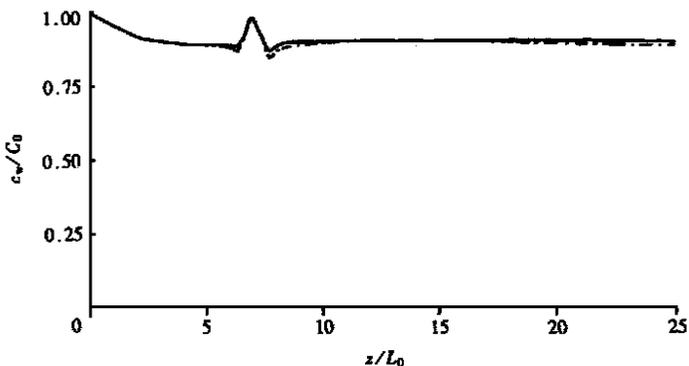
#### 1) 定常流动情形

图 3 为牛顿流体和非牛顿流体的流线分布。由图可见, 牛顿流体的回流区比非牛顿流体的回流区大, 而非牛顿流体中 Casson 流体的回流区比幂次律流体的回流区大。

图 4 为牛顿流和非牛顿流情况下的轴向速度分布(狭窄部分)比较。由图可见, 在狭窄部分以前, 牛顿流体的轴向速度比非牛顿流体的轴向速度大, 且幂次律流体的轴向速度最小; 最狭窄处靠近轴的部分轴向速度变分规律与狭窄部分以前类似, 而靠近壁面部分牛顿流体的轴向速度比非牛顿流体的轴向速度小, 以幂次律流体为最大。狭窄过后, 因为出现回流区, 轴向速度靠近壁面出现负值, 非牛顿流要比牛顿流小。到回流区几乎消失时, 靠近壁面的轴向速度对于牛顿流和非牛顿流都趋于 0, 变化不明显。



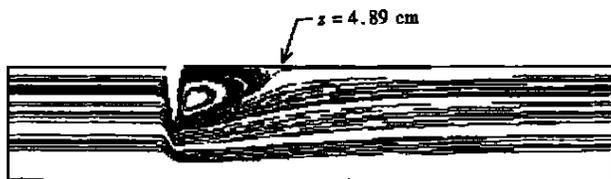
(a) 壁面流量  $q_w$



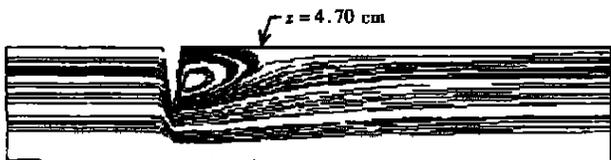
(b) 壁面浓度  $c_w$

图2 Albumin 壁面流量与壁面浓度(与文献[10]对比)

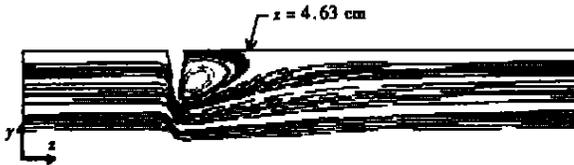
牛顿流和非牛顿流的壁面剪应力沿轴向的分布如图 5 所示。三者在最狭窄处剪应力值  $\tau_w$  最大, 因为此处流速最高而且边界层很薄, 壁面处轴向速度的梯度变化较大, 剪应力高; 而在回流区, 速度梯度变化较小,  $\tau_w$  也随之减小。狭窄前后非牛顿流体和牛顿流的壁面剪应力



(a) Newton 流体



(b) Casson 流体



(c) 幂次律流体

图3 冠状动脉狭窄,定常流动情况下牛顿和非  
顿流体流线分布 ( $r:z = 10:1$ ,以下同)

几乎相同;狭窄处非牛顿流体相对牛顿流体  $\tau_w$  减小很大,且幂次律流体的  $\tau_w$  最小;在回流区非牛顿流的  $\tau_w$  略比牛顿流体的大,但不明显。

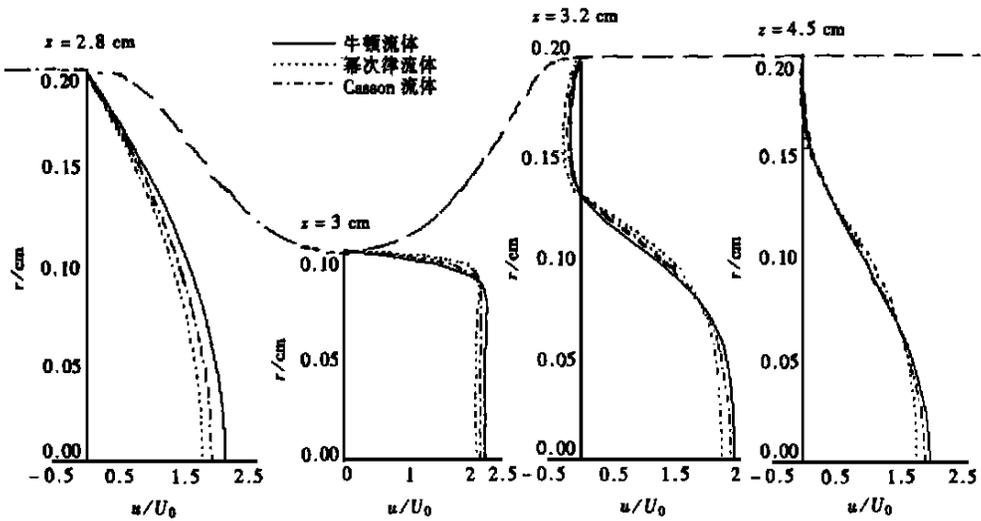


图4 牛顿流和非牛顿流情况下的轴向速度分布(狭窄部分)

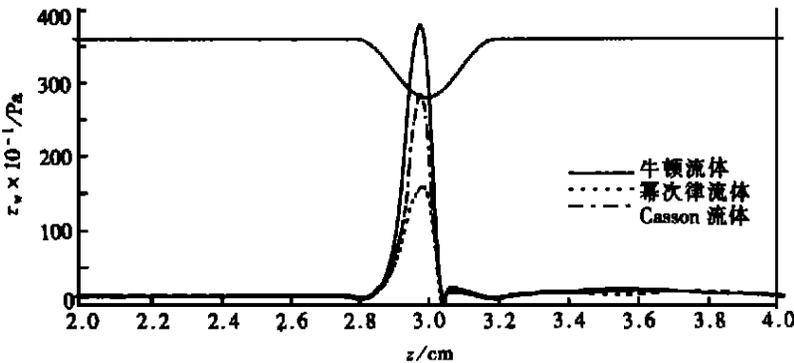


图5 定常流动情况下,壁面剪应力  $\tau_w$  的分布

图6表明,在非回流区 LDL 和 Albumin 径向分布较均匀,只在壁面附近有较高的浓度梯度。而在回流区,靠近壁面时浓度先上升,然后迅速下降,在壁面处达到最小。在回流区处浓度有一峰值的原因是大分子积聚在漩涡中心,较难被输运走。由图 6(b)、(d) 还可看出,对于 Albumin,由于 Albumin 可通过血管壁,缓解了其壁面的积蓄,壁面处 Albumin 的径向浓度比 LDL 小。

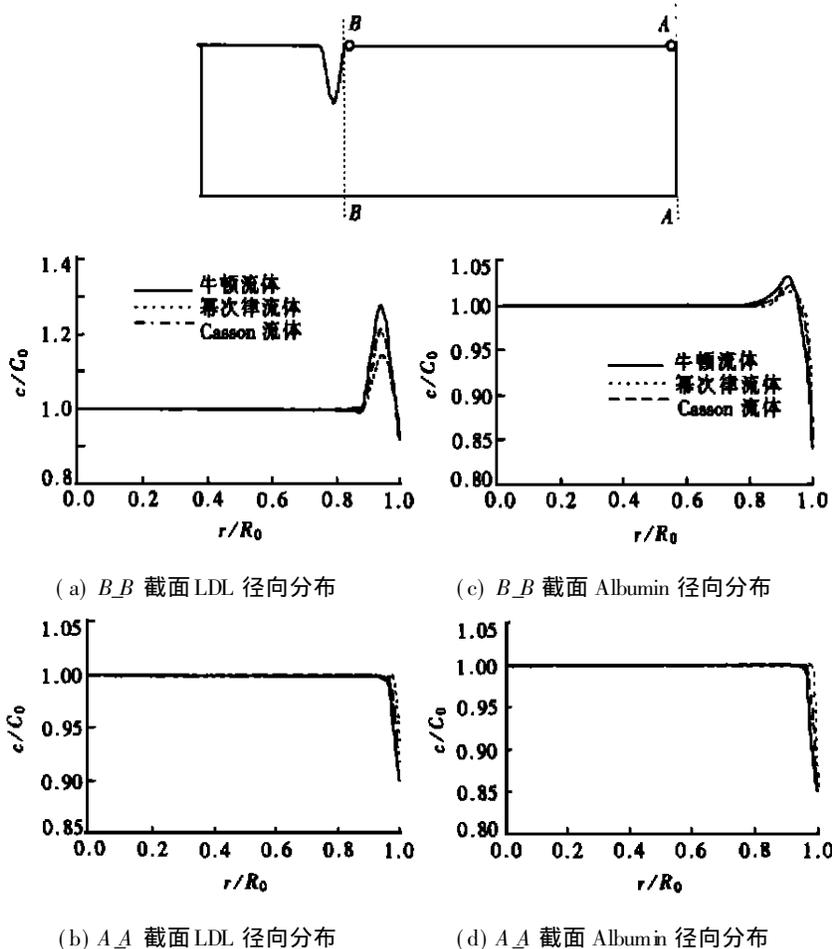


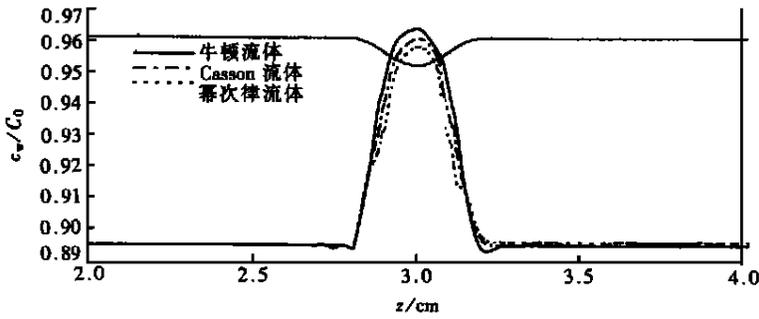
图 6 定常流动, 冠状动脉内分子浓度沿径向分布

牛顿流和非牛顿的 LDL 和 Albumin 壁面浓度  $c_w$  的分布见图 7。由图 7(a) 可见, LDL 在壁面大部分区域比较均匀, 只在狭窄段浓度较高, 并有一很高的峰值。在狭窄段流动开始发生分离, 且从上游运输来的 LDL 与下游回流来的 LDL 均在此处积累下来。因此, 这里发生动脉硬化的可能性也就较大, 并可能进一步加剧血管狭窄。图 7(b) 表明, Albumin 壁面浓度  $c_w$  的分布规律与 LDL 仍然类似, 也是在狭窄段升高。但由于 Albumin 的扩散系数  $D$  比 LDL 高近一个量级, 且 Albumin 可跨壁渗透, 从而使其壁面浓度低于 LDL。非牛顿流对二者的影响都是使狭窄部分的壁面浓度降低, 而在回流区非牛顿流的壁面浓度又略比牛顿流的高, 但不是很多。

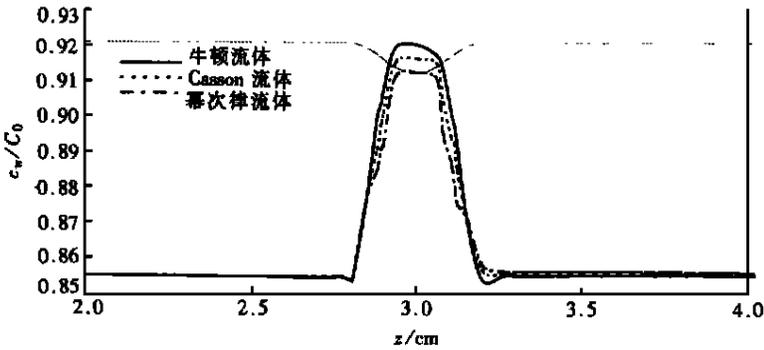
图 8 为 Albumin 的牛顿流和非牛顿流的跨壁流量沿轴向分布。在狭窄处流动边界层薄, 剪应力大,  $q_w$  也就大; 在回流区, 由于剪切应力为负值最大, 所以  $q_w$  在此也达到一峰值, 但数值较小。这是牛顿流和非牛顿流的共同点。但在狭窄处非牛顿流的跨壁流量峰值较低, 以幂次律(power law)为最低; 在回流区处, 非牛顿流的跨壁流量比牛顿流的高, 过了回流区非牛顿流的跨壁流量又小于牛顿流的。

2) 脉动流场情况

图 9 给出了流速脉动时牛顿流体在一个周期内不同时刻的流线分布, 非牛顿流体与之较类似, 这里从略。由图可见, 随着入口速度剖面沿时间的变化, 回流区的范围也随之而变。入口平均流速越大, 回流区向下游延伸得越长。由于在  $t/T = 0.2$  时附近入口流速出现了负值,



(a) LDL



(b) Albumin

图7 定常流动, 冠状动脉分子壁面浓度  $c_w$  沿轴向的分布(狭窄局部)

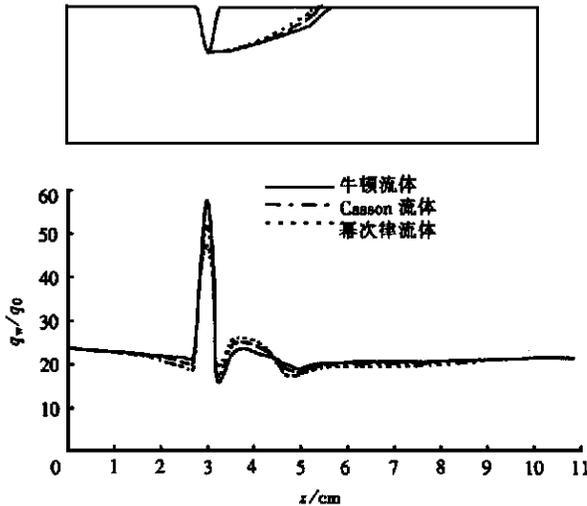


图8 定常流动, 冠状动脉 Albumin 跨壁流量沿壁面分布

故在狭窄段前一度发生回流。但由于此时流速较小, 向上游的回流区很小。同时由于计算中  $Re$  和  $Womersley$  均不很大, 流动变化还不是很剧烈, 下游并未出现涡分离, 涡街等复杂现象。

图10为脉动情况下, 牛顿流体和非牛顿流体在一个周期内不同时刻的壁面剪切应力沿轴向的分布。由图可见, 随着入口脉动速度的增加, 狭窄处壁面剪应力的峰值增大。在  $t/T =$

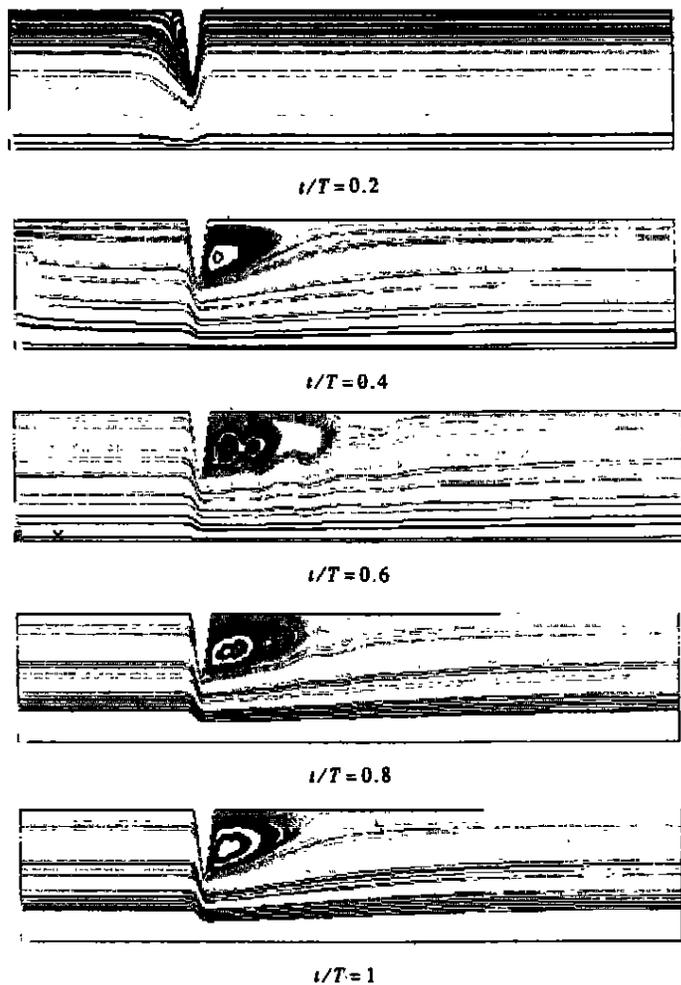
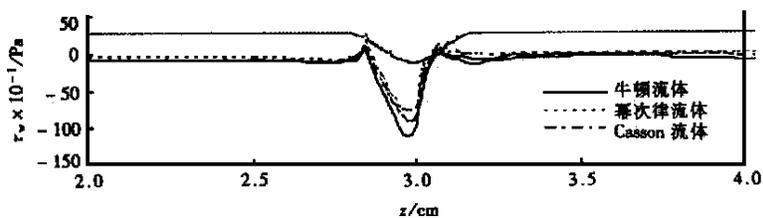
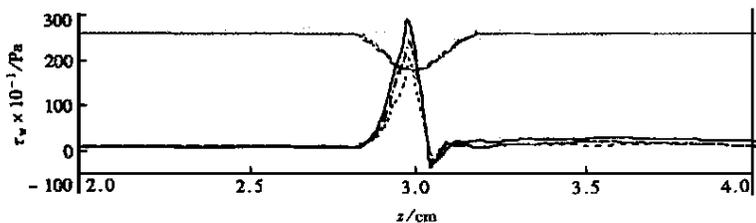


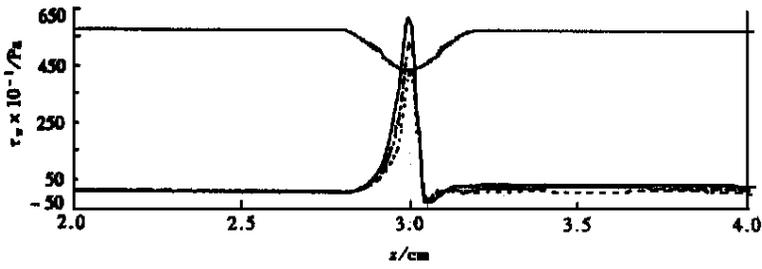
图9 脉动情况下, 牛顿流体的一个周期内的流线图



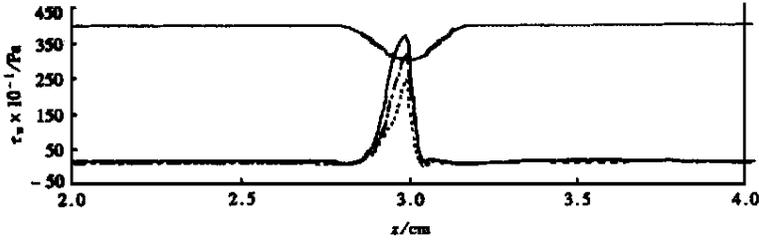
(a)  $t/T = 0.2$



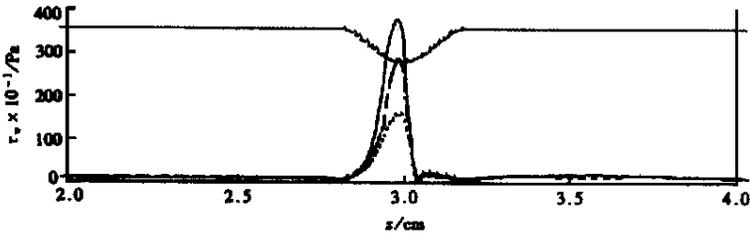
(b)  $t/T = 0.4$



(c)  $t/T = 0.6$



(d)  $t/T = 0.8$

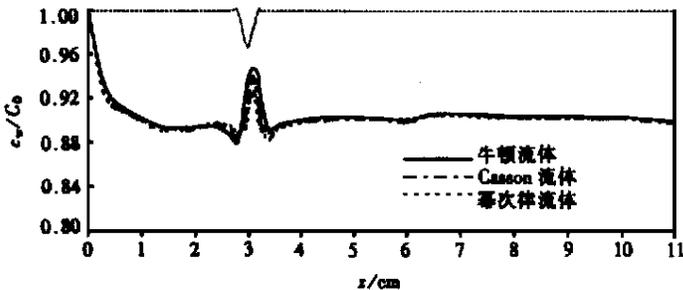


(e)  $t/T = 1.0$

图 10 脉动情况下, 一个周期内壁面剪切应力分布

0.2 时, 由于入口速度为负值, 大部分壁面剪应力为负值, 且最大峰值偏向入口处。对于非牛顿流, 在狭窄段其壁面剪应力的绝对值比牛顿流体的小, 其中尤以幂次律的为最小, 但对壁面剪应力的梯度变化影响不大, 其它地方的变化不是很明显。

图 11 为牛顿流体和非牛顿流体的壁面浓度  $c_w$  在一个脉动周期内的变化, 以 LDL 为例。脉动情况时整体上  $c_w$  随入口速度增大而增大。特别需指出的是, 在  $t/T = 0.2$  附近, 血液倒灌,  $U_0$  为负, 此时在狭窄前出现回流, 从而使壁面浓度的第二个峰值移向狭窄前, 如图(11a)。



(a)  $t/T = 0.2$

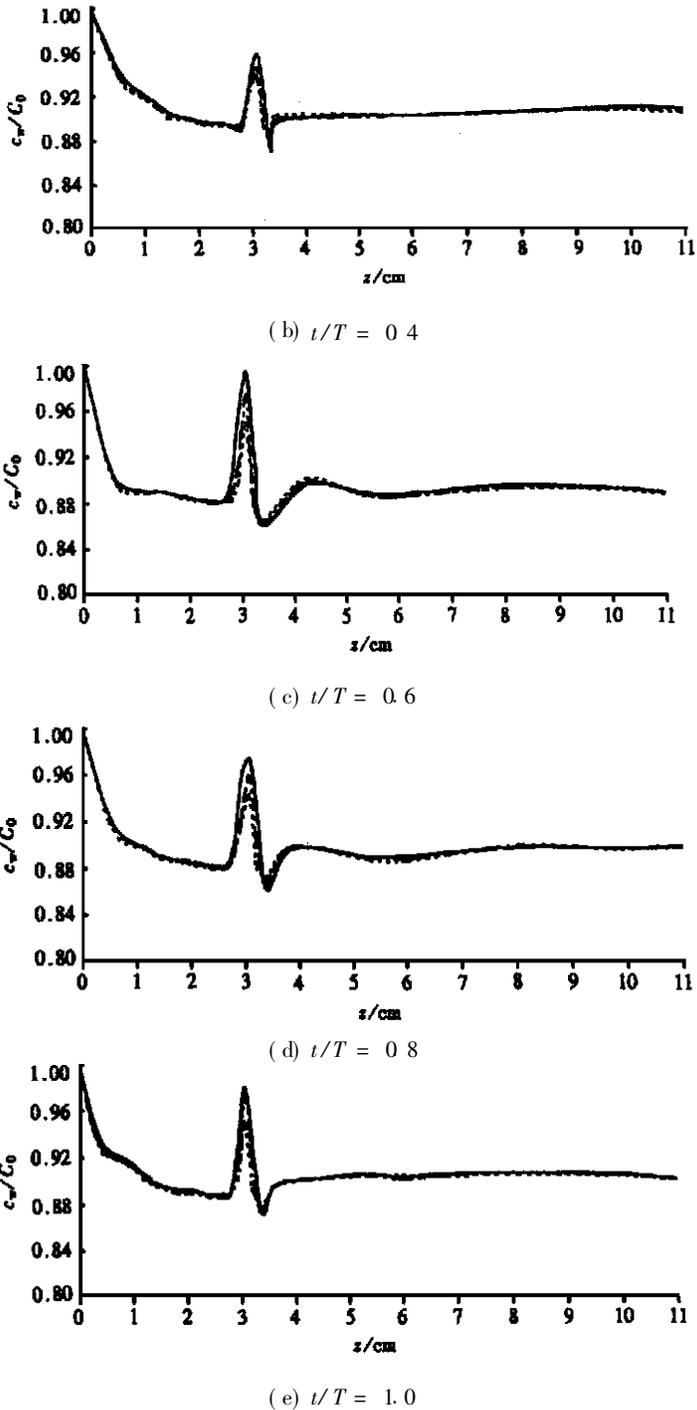


图 11 脉动情况下, 一个周期内 LDL 壁面浓度分布

非牛顿流的影响类似于定常流动, 即在最狭窄处使壁面浓度降低, 而由于非牛顿流的回流区缩短, 使回流区中壁面浓度的第二个峰值增加。

图 12 表示牛顿流体和非牛顿流体的 Albumin 跨壁流量  $q_w$  在一周期内的变化情况。由图可见, 在狭窄段前  $q_w$  比定常情况低, 因为入口反向流动时狭窄前出现了流动分离,  $\tau_w$  较小, 使 Albumin 跨壁渗透系数  $P_{em}$  比定常情况时低; 在狭窄下游, 由于  $U_0$  较大时低剪切区增长, 再附

点( $\tau_w = 0$ )后移,故狭窄后壁面流量峰值的影响较靠后。一个周期内,非牛顿流体的狭窄处壁面流量最大值降低,这是由于非牛顿流的回流区缩短,使回流区中浓度积聚增加,从而使狭窄后壁面流量的第二个峰值比牛顿流体的稍微增加。

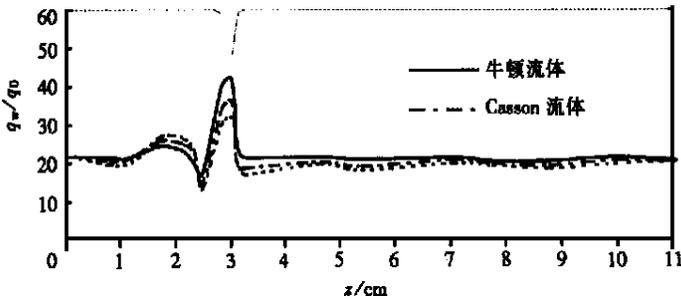
### 3 结 论

基于上述计算结果分析,可以得到以下结论:

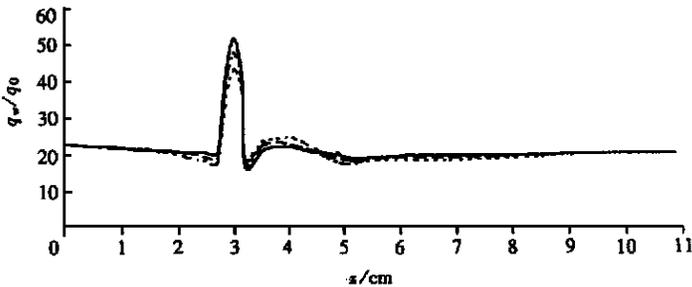
1. 在动脉发生狭窄时,在扩散段开始发生流动分离,回流区延伸到4~5倍狭窄段长度后结束。在考虑入口流速脉动的情况下,回流区将随入口速度增减而伸缩。

2. 牛顿流体和非牛顿流体的壁面剪应力都以最狭窄处为最大,非牛顿流体的影响将使壁面剪应力的峰值降低,其中以幂次律流体为最低,但对狭窄处壁面剪应力的梯度变化影响不大。

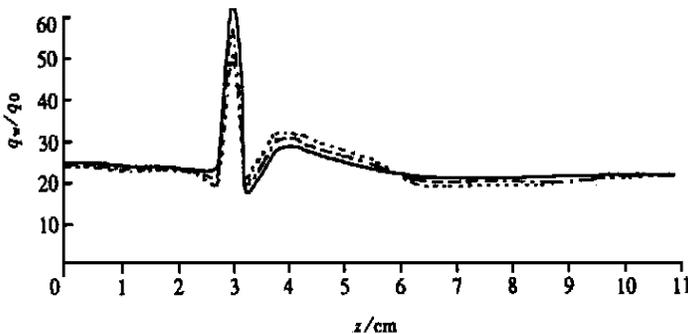
3. LDL, Albumin 等大分子,在动脉壁上浓度比动脉管腔中高。在狭窄段大分子的壁面浓度最高,该区域正是动脉硬化危险区。非牛顿流体的影响将使最狭窄处壁面浓度的峰值降低,



(a)  $t/T = 0.2$



(b)  $t/T = 0.4$



(c)  $t/T = 0.6$

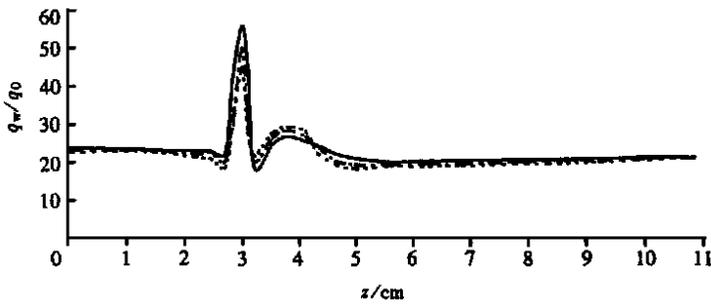
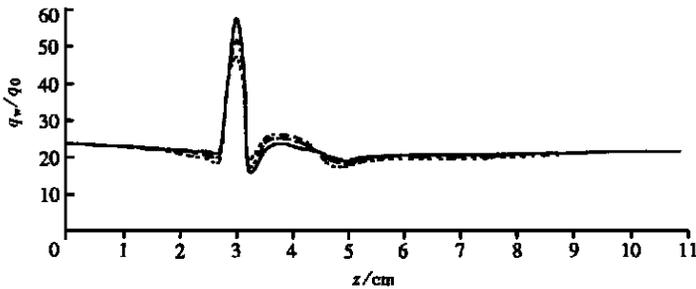
(d)  $t/T = 0.8$ (e)  $t/T = 1.0$ 

图 12 脉动情况下, 一个周期内 Albumin 壁面流量分布

但由于狭窄后非牛顿流的回流区长度减小, 使得其壁面浓度又比牛顿流体的高。

4. 动脉壁对 Albumin 的通透性受壁面剪应力  $\tau_w$  影响, 在最狭窄处, 亦即剪应力最高点, Albumin 的跨壁流量最大。非牛顿流的影响将使跨壁流量的峰值降低, 但在回流区中的跨壁流量却要比牛顿流体的大。

5. 在脉动流场情况下, 一个周期内壁面剪应力、壁面浓度和跨壁流量都随入口流速的脉动而变化。非牛顿流体的效应类似于牛顿流体, 使一周期内各时刻最狭窄处的峰值降低, 狭窄后非牛顿流的回流区长度缩短, 使得狭窄后的大分子壁面浓度和跨壁流量比牛顿流体的有所增加, 但对梯度变化的影响不大。

### [参 考 文 献]

- [1] Ojha M, Cobbold R S C, Johnston K W, et al. Detailed visualization of pulsatile flow fields produced by modeled arterial stenoses[J]. J Biom edical Engr, 1990, **12**(4): 463—469.
- [2] Tutty O R. Pulsatile flow in a constricted channel[J]. J Biom ech Engr, 1992, **114**(1): 50—54.
- [3] Cavalcanti Silvio. Hemodynamics of an artery with mild stenoses[J]. J Biom echanics, 1995, **28**(4): 387—399.
- [4] He X Y, Ku D N. Pulsatile flow in the human left coronary artery bifurcation: average conditions [J]. J Biom ech Engr, 1996, **118**(1): 74—82.
- [5] Perktold K, Resch M. Numerical flow studies in human carotid artery bifurcations: basic discussion of the geometric factor in atherogenesis[J]. J Biom edical Engr, 1990, **112**(2): 111—123.
- [6] Dutta A, Tarbell J M. Influence of non-Newtonian behavior of blood on flow in an elastic artery model[J]. J Biom ech Engr, 1996, **118**(1): 111—119.
- [7] Nakamura Masahide, Sawada Tadashi. Numerical study on the flow of a non-Newtonian fluid through an axisymmetric stenosis[J]. J Biom edical Engr, 1988, **110**(2): 137—143.
- [8] CHENG Tu, Deville Michel. Pulsatile flow of non-Newtonian fluid through arterial stenoses[J]. J

- Bio mechanics, 1996, **29**(7): 899—908.
- [9] BackL H, Liem T K, Kwack E Y, et al. Flow measurements in a highly curved atherosclerotic coronary artery cast of man[J]. J Biom ech En gr, 1992, **114**(2): 232—240.
- [10] Rappitsch G, Perktold K. Pulsatile Albumin transport in large arteries: a numerical simulation study [J]. J Biom ech En gr, 1996, **118**(4): 511—519.
- [11] Karino T, Deng X Y, Naiki T. Flow\_dependent concentration polarization of lipoproteins at the blood\_endothelium boundary BED\_V29[A]. In: R M Hochmuth, N A Langrana, M S Hefzy Eds. 1995 Bioen gin eerin g Conference, ASME [C]. New York: The American Society of Mechanical Engineers, 1995.
- [12] Fry D L. Certain histological and chemical responses of the vascular interface of acutely induced mechanical stress in the aorta of the dog[J]. Circ Res, 1969, **24**(1): 93—109.
- [13] Rappitsch G, Pektold K. Computer simulation of convective diffusion processes in large arteries[J]. J Bi om echanics, 1996, **29**(2): 207—215.
- [14] Langelier E G, Ineke Snelling\_Havinga, Victor W M, et al. Passage of low density lipoproteins through monolayers of human arterial endothelial cells\_effects of vasoactive substance in an in vitro [J]. Arteriosclerosis, 1989, **9**(4): 550—559.
- [15] ANSYS/Theory Reference 5.3[CP]. ANSYS Inc, 1996.
- [16] 沈崇棠, 刘鹤年. 非牛顿流体力学及其应用[M]. 北京: 高等教育出版社, 1989, 7—23.
- [17] 冯元桢. 生物力学[M]. 第十一章. 北京: 科学出版社, 1983, 275—303.

## Computer Simulation of Non\_Newtonian Flow and Mass Transport Through Coronary Arterial Stenosis

LI Xin\_yu, WEN Gong\_bi, LI Ding

(Mechanics and Engineering Science Department, Peking University, Beijing 100871, P R China)

**Abstract:** A numerical analysis of Newtonian and non\_Newtonian flow in an axi\_symmetric tube with a local constriction simulating a stenosed artery under steady and pulsatile flow conditions was carried out. Based on these results, the concentration fields of LDL (low\_density lipoprotein) and Albumin were discussed. According to the results, in great details the macromolecule transport influences of wall shear stress, non\_Newtonian fluid character and the scale of the molecule etc are given. The results of Newtonian fluid flow and non\_Newtonian fluid flow, steady flow and pulsatile flow are compared. These investigations can provide much valuable information about the correlation between the flow properties, the macromolecule transport and the development of atherosclerosis.

**Key words:** atherosclerosis; non\_Newtonian fluid flow; macromolecule transport; wall shear stress