

传热传质对有抽吸的收缩薄片上的非线性 磁流体动力学边界层流动的影响*

M·R·坎达沙密, A·B·哈密什

(马来西亚敦胡先翁工艺大学 科学研究中心, 柔佛
峇株巴辖 巴力 86400, 马来西亚)

(林建忠推荐)

摘要: 研究有抽吸作用的可收缩薄片上的磁流体动力学粘性流动. 讨论了二维轴对称可收缩问题. 利用相似变换给出了无量纲形式的边界层控制方程. 利用现代数值技术, 数值地求解变换后耦合的非线性常微分方程组, 并与现有文献的结果进行了比较. 得到了无量纲速度、温度、浓度的分布, 以及表面摩擦、传热率、传质率和沉积率的数值结果, 并用图形显示了与解有关的重要参数.

关键词: 可收缩薄片; 表面抽吸; R. K. Gill 方法; 磁效应
中图分类号: O361.3 文献标识码: A

引 言

收缩包装的采用已有 30 余年的历史. 由于其生产上和成本上的优势, 已广泛应用于工业产品各种层次的包装过程. 收缩包装、捆扎包装等便是将生产的单个产品或一组产品装入袋或者用塑料薄膜封装, 热收缩使塑料薄膜紧贴封装物成形. 这一过程的关键元素是收缩薄膜. 制造收缩薄膜的材料多种多样, 它们有着不同的强度、收缩特性、透明度和光泽. 聚氯乙烯(PVC) 作为首选使用的材料之一, 由于其有毒的性质已逐步停止使用, 尽管仍在不发达国家广泛使用. PVC 收缩薄膜是透明的, 有着很好的密度, 极好的密封性和防潮性, 是一种理想的包装材料.

一旦产品被包裹, 塑料薄膜环绕产品收缩, 完成包装过程. 薄膜收缩的方法有很多, 根据不同的应用场合, 可采用人工排气、电热抽气, 直到全自动调节的烘房. 使用收缩通道(shrink tunnel) 是最理想的方法. 简单的收缩通道是一个位于传送机顶端的再循环热空气室, 传送机将产品传送通过热空气室. 一个好的收缩通道主要的要求是, 始终能保持空气温度和传送速度为恒定的, 并且可以调节, 抽气循环模式是轴对称的. 将拟包装的产品传送通过热空气室时, 薄膜温度升高, 然后薄膜收缩与被装入的产品外形一致. 在工作台上, 薄膜对包装物

* 收稿日期: 2008-01-28; 修订日期: 2008-09-10

基金项目: 马来西亚基金资助项目(FRCS(0406/2007))

作者简介: M. R. Kandasamy, 教授, 博士(联系人. Tel: 006-01779-77259; Fax: 006-07-453-6051; E-mail: future990@gmail.com).

本文原文为英文, 吴承平译, 张禄坤校.

的压力不太大. 包装物离开热空气室出来后, 薄膜冷却收缩变得小了一点, 将包装物紧紧地裹成一个稳定的便于手工搬运的单元. 最终的收紧程度主要取决于所使用薄膜的厚度和类型.

在自然界和工业应用中有很多输运过程, 在磁场作用下的热和质量迁移, 由于浮力的影响造成热和化学物质的扩散. 研究这类过程, 对于改进许多化工技术是有益的, 例如聚合物的生产和食品加工. 在自然界中, 不可能存在纯粹的空气和水. 某些外来的物质可能自然地存在, 也可能与空气或水混合. 化学反应分析领域的目的, 是给出系统的数学模型, 以预测反应物的行为. 在该领域已有大量的研究报告, 特别是对化学反应引起的传热和传质的研究, 在化工和湿法冶金工业中有着重要意义. 很多作者^[1-15]讨论了各种情况下化学反应对传热传质层流边界层流动的影响.

另一方面, 当导电流体移动通过磁场时, 电离气体导电, 磁场可能会在流体中产生感应. 在多孔介质和非多孔介质中, 磁流体动力学(MHD)混合对流热迁移流动, 是技术领域令人关注的问题. 该问题频繁出现在工业技术、地热应用中. 高温等离子可应用于核聚变、液态金属流体和(磁流体动力学)功率生成系统. 许多作者^[16-20]研究了带抽吸/注入楔形体的层流边界层流动.

已有大量的文献报导, 从不同的角度关注 Newton 流体和非 Newton 流体, 有带传热分析的, 有不带传热分析的浓度流动问题, 然而, 关于收缩薄片的流动问题, 几乎没有文献报导. 据我们所知, 最好的也还有用的文献仅有几篇, 如文献[21-24]. Wang 在文献[11]中, 给出了收缩薄膜的不稳定解; 而 Miklavcic 和 Wang^[24]在特定抽吸参数下, 给出了收缩薄片上稳定粘性流体动力学流动解的存在性和唯一性证明.

许多作者研究了在不同情况下, 传热传质对磁流体动力学混合对流流动的影响. 但还没有传热传质对有抽吸的收缩薄片上的、磁流体动力学边界层流动的分析. 我们不仅希望得到有用的应用信息, 而且希望对以前的研究有所补充.

1 数学分析

本文研究不可压缩粘性流体, 通过具有抽吸作用的水平收缩薄片时, 产生的二维层状混合对流粘性流动, 分析的物理模型禁图 1. 假设两种混合物类的扩散浓度 C , 较该化学类浓度小得多. x 轴和 y 轴, 分别取沿着薄片方向和垂直薄片方向, 如图 1 所示. 假设流体为导电的 Newton 流, 并且流动限于 $z > 0$ 区域. 沿 z 轴方向, 作用着一个强度为 B_0 的恒磁场. 从实验角度考虑, 感生磁场忽略不计是一个有效的假设, 当磁场为小 Reynolds 数时, 该假设是正确的^[22]. 由于没有外加电场的作用, 我们可以假设电场 $E = \mathbf{0}$, 电离流体的极化作用可以忽略. 流动中不发生化学反应, 并有一个常抽吸力作用在水平面上, 见图 1. 控制磁流体动力学流动的边界层方程为

连续方程

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (1)$$

动量方程

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\mathcal{O}B_0^2}{\rho} u, \quad (2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) - \frac{\mathcal{O}B_0^2}{\rho} v, \quad (3)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right]; \quad (4)$$

能量方程

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right]; \quad (5)$$

扩散方程

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = D \left[\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right]; \quad (6)$$

其中, u, v, w 分别为 x, y, z 方向的速度分量, ν 为动粘度, p 为压力, σ 为电导率, ρ 为流体密度, B_0 为磁感应强度, α 为流体的热导率, D 为有效对流系数. 在上述方程的推导中, 假设为零电场和小混合磁场 Reynolds 数.

流动的边界条件为

$$\begin{cases} z = 0 \text{ 时:} \\ u = -U = -ax, \quad v = -a(m-1)y, \\ w = -W, \quad T = T_w, \quad C = C_w, \\ z \rightarrow \infty \text{ 时:} \\ u \rightarrow 0, \quad T \rightarrow T_\infty, \quad C \rightarrow C_\infty, \end{cases} \quad (7)$$

其中, $a > 0$ 为收缩常数, W 为抽吸速度. $m = 1$ 表示薄片仅在 x 方向收缩, $m = 2$ 表示薄片轴对称收缩^[22-23]. 若扰动水平呈现系统地减小^[29], 则三维状态差不多成为二维回流. 这里, 关键是求得与流入扰动幅度相当的流动响应强度, 意味着, 在阶跃区域中流动的破裂是在一个二维基本流动上的线性(即小的)摄动. 来自表面的流体没有横向速度并且压力是均匀的.

引入如下相似变换:

$$u = \alpha f'(\eta), \quad v = a(m-1) \eta f'(\eta), \quad w = -\sqrt{a\nu} h f(\eta), \quad \eta = \sqrt{a/\nu} z, \quad (8)$$

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty}, \quad \phi = \frac{C - C_\infty}{C_w - C_\infty}. \quad (9)$$

方程(1)自动满足, 方程(4)变为

$$\frac{p}{\rho} = \nu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{w^2}{2} + \text{const}. \quad (10)$$

又, 方程(2)、(3)、(5)、(6)退化为常微分方程:

$$f^{\text{III}} - M^2 f'' - f'^2 + \eta f f'' = 0, \quad (11)$$

$$\theta'' - P f f' \theta + m P f \theta' = 0, \quad (12)$$

$$\phi'' - S f f' \phi + m S f \phi' = 0, \quad (13)$$

其中, Pr 为 Prandtl 数, Sc 为 Schmidt 数, M^2 为磁场参数, S 为抽吸参数, 分别定义如下:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad M^2 = \frac{\sigma B_0^2}{\rho \alpha}, \quad S = \frac{W}{m \sqrt{a\nu}}. \quad (14)$$

边界条件可写为

$$\begin{cases} \eta = 0: f(0) = S, f'(0) = -1, \theta(0) = 1, \phi(0) = 1, \\ \eta \rightarrow \infty: f'(\infty) = 0, \theta(\infty) = 0, \phi(\infty) = 0, \end{cases} \quad (15)$$

这里, 若 $S > 0$, 则 S 为抽吸参数; 若 $S < 0$, 则 S 为注入参数.

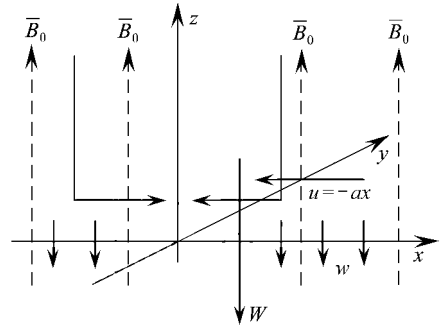


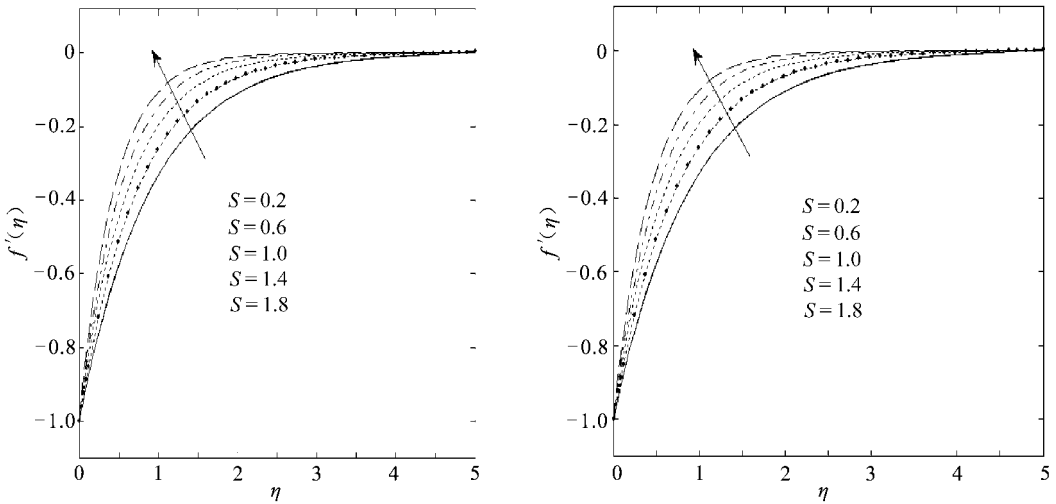
图1 收缩表面上的流动分析^[22, 29]

2 数值解

根据 Runge Kutta Gill 算法^[25], 在边界条件(15)下, 数值地求解非线性常微分方程组(11)~(13). 用打靶法系统地猜测 $f''(0)$ 、 $\theta'(0)$ 、 $\phi'(0)$, 直到无穷远处的边界条件; $f'(\eta)$ 、 $\theta(\eta)$ 、 $\phi(\eta)$ 按指数衰减到 0. 当步长为 $\Delta\eta = 0.001$ 得到的数值解, η_{\max} 取 5 位小数时, 收敛性就足够了. 利用符号计算的计算机语言 Matlab 程序进行计算. 几乎在所有情况下, 选定步长 $\Delta\eta = 0.001$ 时, 收敛判据都能达到 10^{-7} . 利用赋值语句 $\eta_{\infty} = \eta_{\infty} + \Delta\eta$, 求得每一次迭代循环的 η_{∞} 值. 当 $\eta = 0$ 的未知边界条件值不变时, 每一组参数 α 、 ν 、 M^2 、 m 将被确定, 成功迭代循环后的 η_{∞} 极大值误差小于 10^{-7} . 传热传质对抽吸收缩薄片, 非线性磁流体动力学边界层流动的影响, 将在下一节中给出其结果并详加讨论.

3 结果和讨论

对参数范围 $1 \leq M^2 \leq 3$, $0.32 \leq Sc \leq 0.78$, $0.71 \leq Pr \leq 5.0$, $1 \leq m \leq 3.0$, 进行了数值计算. 当 $Pr = 0.71$, 且控制参数 M^2 、 Sc 、 m 取不同值时, 典型的速度、温度、浓度分布图示于图 2~ 图 7 中.



(a) Sajid 和 Hayat^[23]的结果

(b) 本文结果

图 2 $Pr = 0.71$, $Sc = 0.62$, $m = 1$, $M^2 = 2.0$ 时, 本文速度分布图与文献[23]的比较

在不考虑能量方程和扩散方程的情况下, 为确定本文结果的精度, 我们与 Sajid 和 Hayat 的精确解^[23]进行了比较. $M^2 = 2.0$, $m = 1.0$ 时速度分布图的比较示于图 2. 可以看到, 速度分布图和理论解吻合得很好.

图 3 分别给出了抽吸参数 S 对速度、温度和浓度分布的影响. 壁面流体抽吸的存在, 对流体动力学的整体影响增大了, 对热和浓度边界层的影响减小了, 原因是速度的增大, 导致温度和浓度的降低. 浓度边界层的减小受两个因素的作用: (i) 抽吸作用的直接影响; (ii) 抽吸作用的间接影响, 导致产生一个较厚的热边界层, 对应较低的温度梯度, 随之收缩表面的增大和浓度梯度的提高.

对一个化学反应相同的物理状态, 图 4 给出了在不同磁性参数下, 典型的速度、温度和浓度的分布. 可以清楚地看到, 随着磁场强度的增大, 流体速度增大, 而流体温度和浓度轻微减

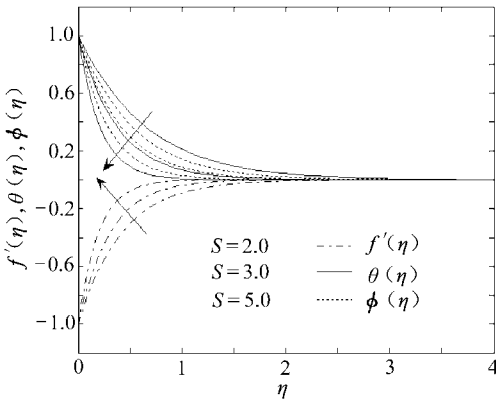


图3 $Pr = 0.71, Sc = 0.62, m = 1, M^2 = 1$ 时, 抽吸对速度、温度和浓度分布的影响

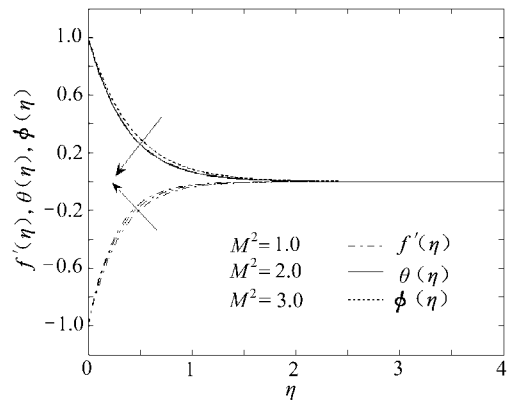


图4 $Pr = 0.71, Sc = 0.62, m = 1, S = 3$ 时, 磁场对速度、温度和浓度分布的影响

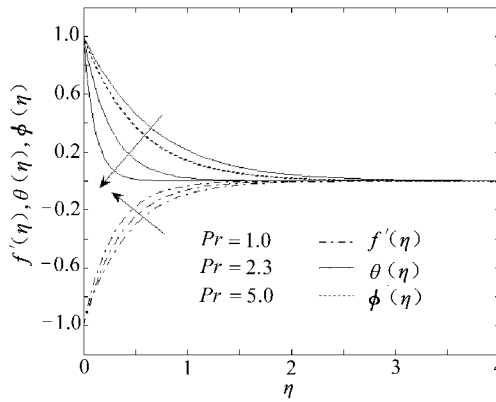


图5 $M^2 = 1, Sc = 0.62, m = 1, S = 3$ 时, Prandtl 数 Pr 对速度、温度和浓度分布的影响

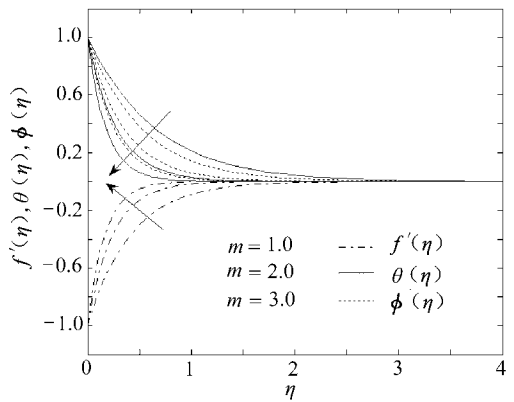


图6 $Pr = 0.71, M^2 = 1, Sc = 0.62, S = 3$ 时, 收缩参数对速度、温度和浓度分布的影响

小. 横向磁场配合导电流体的影响, 产生了一个称之为 Lorentz 力的抵抗形式的力, 该力有减缓流体运动的作用. 这样一个结果与期待的性质上的一致性, 是因为磁场对混合对流流动有阻滞作用. 一个带有自由流动运动的磁场, 诱导出一个运动力, 使流体的运动减小, 同时使其边界层增大.

图5 显示了 Prandtl 数对速度、温度和浓度的影响. 图中清楚地显示了收缩薄片对温度分布的影响($Pr = 1.0$ 对应于空气, $Pr = 5.0$ 对应于室温和一个大气压下的水). 随着 Prandtl 数的增大, 流体速度增大, 并且温度下降, 流体浓度随 Prandtl 数的增大而无显著变化. 物理意义说来, 动量边界层随 Prandtl 数的增大而增大, 热边界层随 Prandtl 数增大而减小.

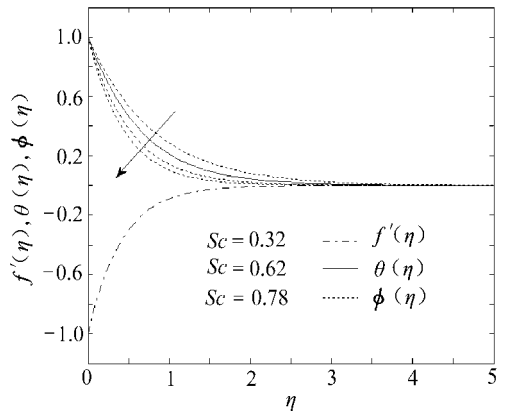


图7 $Pr = 0.71, M^2 = 1, m = 1, S = 3$ 时, Schmidt 数对速度、温度和浓度分布的影响

对一个多孔效应的物理状态,图6给出了不同收缩薄片参数下,典型的速度、温度、浓度分布图. 可以清楚地看到,随着收缩薄片强度的增大,流体速度增大,流体温度和浓度减小. 还可以看到,由于薄片的收缩性,流体的速度、温度和浓度的变化很快,所有这些物理特性是由于薄片的收缩强度和薄片壁多孔性组合作用的结果.

Schmidt 数对速度、温度和浓度分布的影响示于图7. 从图中可以看到,随着 Schmidt 数的增大,流体浓度减小,而速度和温度并不随 Schmidt 数的增大产生显著的变化. 浓度场随着氢气($Sc = 0.32$)、水蒸汽($Sc = 0.62$)、氨气($Sc = 0.78$) 这样一个次序的增大而减小. 所有这些物理特性是由于磁场强度和薄片壁多孔性组合作用的结果.

表 1 薄膜表面摩擦、传热率和传质率分析

参数	$f''(0)$	$\theta'(0)$	$\phi(0)$	
Prandtl 数	$Pr = 1.0$	2.414 214	- 1.493 370	- 3.503 611
	$Pr = 2.3$	2.816 591	- 3.912 338	- 6.416 284
	$Pr = 3.0$	3.000 001	- 5.267 754	- 8.106 047
抽吸参数	$S = 2.0$	2.414 214	- 1.493 292	- 1.917 597
	$S = 3.0$	3.302 776	- 2.665 537	- 2.410 283
	$S = 4.0$	4.236 068	- 3.749 705	- 2.937 482
磁场参数	$M^2 = 1.0$	3.302 776	- 2.665 537	- 2.410 283
	$M^2 = 2.0$	3.561 553	- 2.680 315	- 2.417 000
	$M^2 = 3.0$	3.791 288	- 2.692 318	- 2.422 522
收缩参数	$m = 1.0$	2.414 214	- 1.493 292	- 1.917 597
	$m = 2.0$	4.124 816	- 3.608 226	- 2.865 386
	$m = 3.0$	6.001 955	- 5.653 797	- 3.944 462

表1给出了 Prandtl 数、抽吸参数、磁场参数和收缩参数对表面摩擦 $f''(0)$ 、传热率 $\theta'(0)$ 和传质率 $\phi(0)$ 的影响. 结果表明,当抽吸参数 S 、磁场参数 M^2 和收缩参数 m 增大时,壁面的表面摩擦 $f''(0)$ 增大,而传热率 $\theta'(0)$ 和传质率 $\phi(0)$ 减小.

4 结 论

本文研究有抽吸的收缩薄片上,传热传质对非线性磁流体动力学边界层流动的影响. 磁场强度使动量边界层出现明显的变化. 可以看到,薄片的收缩对流场,因而,对从薄片到流体的传热率和传质率有实质的影响. 本文的研究结果对油/气运动以及水穿越油/气存储器运动的研究是有益的,如地下水的迁移运动,过滤和水的净化处理. 值得一提的是,本文的结果在包装部门扮演着一个非常重要的角色. 收缩包装、捆扎包装等便是将生产的单个产品或一组产品包装入袋或者用塑料薄膜封装,热收缩使塑料薄膜紧贴封装物成形. 这一过程的关键元素是收缩薄膜. 在飞行器上,一个用塑料或树脂材料浸透的热伸缩织物,在减小空气透气性方面优于织物的任何组合. 与伸长薄片问题相比较发现,可收缩表面上的流体动力学流动结果是不稳定的,仅流动是富有意义的. 本文结果对地球物理学中,地磁场和地热区域内流动性相互作用的研究有着巨大的兴趣.

致谢 作者感谢马来西亚敦胡先翁工艺大学科学研究中心的副校长和主任对本文的帮助和支持,感谢马来西亚 FRGS(0406/2007) 对本文的资助.

[参 考 文 献]

- [1] Bhattacharyya S N, Gupta A S. On the stability of viscous flow over a stretching sheet[J]. *Quart Appl Math*, 1985, **43**(3): 359-367.
- [2] Brady J F, Acrivos A. Steady flow in a channel or tube with accelerating surface velocity. An exact solution to the Navier-Stokes equations with reverse flow[J]. *J Fluid Mech*, 1981, **112**: 127-150.
- [3] Crane L J. Flow past a stretching plate[J]. *ZAMP*, 1970, **21**(4): 645-647.
- [4] Gupta P S, Gupta A S. Heat and mass transfer on a stretching sheet with suction and blowing[J]. *Can J Chem Eng*, 1977, **55**(1): 744-746.
- [5] Jensen K F, Einset E O, Fotiadis D I. Flow phenomena in chemical vapor deposition of thin films [J]. *Ann Rev Fluid Mech*, 1991, **23**(1): 197-232.
- [6] McLeod J B, Rajagopal K R. On the uniqueness of flow of a Navier-Stokes fluid due to a stretching boundary[J]. *Arch Rat Mech Anal*, 1987, **98**(4): 385-393.
- [7] Troy W, Overman II E A, Ermentrout G B, et al. Uniqueness of flow of a second order fluid past a stretching sheet[J]. *Quart Appl Math*, 1987, **44**(4): 753-755.
- [8] Usha R, Sridharan R. The axisymmetric motion of a liquid film on an unsteady stretching surface[J]. *J Fluids Eng*, 1995, **117**(1): 81-85.
- [9] Wang C Y. The three-dimensional flow due to a stretching flat surface[J]. *Phys Fluids*, 1984, **27**(8): 1915-1917.
- [10] Wang C Y. Fluid flow due to a stretching cylinder[J]. *Phys Fluids*, 1988, **31**(3): 466-468.
- [11] Wang C Y. Liquid film on an unsteady stretching sheet[J]. *Quart Appl Math*, 1990, **48**(4): 601-610.
- [12] Hakiem M A EL, Mohammadian A A, Kaheir S M M EL, et al. Joule heating effects on MHD free convection flow of a micropolar fluid[J]. *International Comm s Heat Mass Transfer*, 1999, **26**(2): 219-227.
- [13] Kuo Bor-Lih. Heat transfer analysis for the Falkner-Skan wedge flow by the differential transformation method[J]. *Internat J Heat Mass Transfer*, 2005, **48**(23/24): 5036-5046.
- [14] Cheng W T, Lin H T. Non-similarity solution and correlation of transient heat transfer in laminar boundary layer flow over a wedge[J]. *Internat J Engg Sci*, 2002, **40**(5): 531-548.
- [15] Apelblat A. Mass transfer with a chemical reaction of the first order. Effects of axial diffusion[J]. *The Chemical Engineering Journal*, 1982, **23**(2): 193-203.
- [16] Cebeci T, Bradshaw P. *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer* [M]. New York: Springer-Verlag, 1984, 79-80.
- [17] Schlichting H, Gersten K. *Boundary Layer Theory* [M]. New York: McGraw Hill Inc, 1979, 164.
- [18] Yih K A. Uniform suction/ blowing effect on forced convection about a wedge: Uniform heat flux[J]. *Acta Mech*, 1998, **128**(3/4): 173-181.
- [19] Watanabe T. Thermal boundary layers over a wedge with uniform suction or injection in forced flow [J]. *Acta Mech*, 1990, **83**(3/4): 119-126.
- [20] Kafousias N G, Nanousis N D. Magnetohydrodynamic laminar boundary-layer flow over a wedge with suction or injection[J]. *Can J Phys*, 1997, **75**(10): 733-745.
- [21] Sajid M, Javed T, Hayat T. MHD rotating flow of a viscous fluid over a shrinking surface[J]. *Non-linear Dynamics*, 2008, **51**(1/2): 259-265.
- [22] Hayat T, Abbas Z, Sajid M. On the analytic solution of magnetohydrodynamic flow of a second grade fluid over a shrinking sheet[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 2007, **74**(6): 1165-1170.
- [23] Sajid M, Hayat T. The application of homotopy analysis method for MHD viscous flow due to a

- shrinking sheet[J]. *Chaos, Solutions and Fractals*, on line 23 July, 2007.
- [24] Miklavcic M, Wang C Y. Viscous flow due to a shrinking sheet[J]. *Quart Appl Math*, 2006, **64**(2): 283-290.
- [25] Gill S. A process for the step-by-step integration of differential equations in an automatic digital computing machine[J]. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1951, **47**(1): 96-108.
- [26] Minkowycz W J, Sparrow E M, Schneider G E, et al. *Handbook of Numerical Heat Transfer* [M]. New York: John Wiley and Sons, 1988, 192-195.
- [27] Kafoussias N G, Karabis A G. Magnetohydrodynamic laminar boundary layer flow over a wedge[A]. In: Sotiropoulos D A, Beskos D E, Eds. *Proceedings of the 2nd National Congress on Computational Mechanics* [C]. Chania, Greece, June 26-28, 1996, Vol II. Greek Association of Computational Mechanics, Member of IACM, 1996, 801-809.
- [28] Kafoussias N G, Williams E W. An improved approximation technique to obtain numerical solution of a class of two-point boundary value similarity problems in fluid mechanics[J]. *Internat J Num Methods Fluids*, 1993, **17**(2): 145-162.
- [29] Wilhelm Dirk, Hartel Carlos, Kleiser Leonhard. Computational analysis of the two-dimensional-three-dimensional transition in forward-facing step flow[J]. *J Fluid Mech*, 2003, **489**: 1-27.

Effects of Heat and Mass Transfer on Non-Linear MHD Boundary Layer Flow Over a Shrinking Sheet in the Presence of Suction

Muhaimin R. Kandasamy, Azme B. Khamis

(Centre for Science Studies, University Tun Hussein Onn Malaysia,
86400, Parit Raja, Batu Pahat Johor, Malaysia)

Abstract: The magnetohydrodynamic viscous flow due to a shrinking sheet in the presence of suction is concerned with. The cases of two dimensional and axisymmetric shrinking were discussed. The governing boundary layer equations were written into a dimensionless form by similarity transformations. The transformed coupled nonlinear ordinary differential equations were solved numerically by using the advanced numeric technique. Favorable comparison with previously published work was performed. Numerical results for the dimensionless velocity, temperature and concentration profiles as well as for the skin friction, heat and mass transfer and deposition rate were obtained and displayed graphically for pertinent parameters to show interesting aspects of the solution.

Key words: shrinking sheet; suction at the surface; R. K. Gill method; magnetic effect