

各向异性场对非晶态合金应力 阻抗效应的影响^{*}

鲍丙豪^{1)†} 任乃飞²⁾ 王国余¹⁾

1) 江苏大学微纳米科学技术研究中心, 镇江 212013)

2) 江苏大学机械工程学院, 镇江 212013)

(2007 年 7 月 4 日收到, 2007 年 9 月 13 日收到修改稿)

在非晶态合金材料中引入应力感生各向异性场及磁各向异性场, 根据 Maxwell 方程组及带 Gilbert 项的 Landau-Lifshitz 方程, 得到了能揭示非晶态合金材料应力阻抗效应的理论, 理论结果可定性地解释实验结果. 对不同各向异性场参数下的应力阻抗效应进行了大量计算, 获得了一些对理论和应用具有一定参考价值的结论.

关键词: 应力阻抗效应, 应力感生各向异性, 横向有效磁导率, 非晶态合金

PACC: 7580, 7530G, 7560E, 7550K

1. 引 言

近年来, 对非晶态合金带、膜、丝及非晶金属多层膜、复合丝材的巨磁阻抗(GMI)效应实验研究^[1, 2]和理论研究^[3-6]都取得了很大的进展. 利用 GMI 效应可制作出微型磁传感器及微磁头, 实现对微弱磁场的测量及可望实现对高密度磁存储信息的记录及读出. 与 GMI 效应相对应的是应力阻抗(SI)效应^[7], 它表现为材料的阻抗随材料受到应力的变化, 这是非晶态合金材料呈现的另一种效应. 对 SI 效应的研究很有意义, 利用该效应制作出高灵敏度应力、应变检测元件及相应的传感器, 可显示出比现有的金属应变片甚至半导体应变片更大的应变因子, 而具有比半导体应变片小得多的温度系数, 因此在检测及控制领域具有广阔的应用前景. 但由于缺乏系统的理论支持, 难以确定影响 SI 效应的各种因素及各因素对 SI 效应的具体影响. 在非晶带、多层膜、非晶丝上均发现有 SI 效应, 对该效应已开展了大量的实验研究^[8, 9]. 无论在理论推导还是在理论计算上, 由于应力阻抗效应均较 GMI 效应复杂, 因此对 SI 效应已开展的理论研究很少. Peng 等^[10]开展了磁弹性膜的 SI 效应模拟研究, 但仅给出了理论推导

的一般方法. 至今尚未见到能较系统、完整地描述 SI 效应的理论公式. 没有理论指导的实验研究带有很大的盲目性, 因此迫切需要建立相应理论来解释 SI 效应的机理并用它指导实验研究.

本文通过建立非晶态合金材料在受外力作用时的畴结构模型, 引入多种各向异性场, 根据 Maxwell 方程组及 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程, 建立了能解释 SI 效应的理论. 本文虽以非晶带材料为例, 但给出的基本理论也适用于非晶态合金丝、非晶金属多层膜、非晶金属复合丝及其他软磁材料的 SI 效应. 这些材料的阻抗表达式在研究 GMI 效应时都已给出了, 因此仅需将本文给出的横向有效磁导率公式代入相应的阻抗表达式中即可计算出各种材料的应力阻抗.

2. 模型建立及各向异性场表达式

本文以非晶态合金带材料为例, 建立如图 1 所示坐标系(x', y', z'), z' 轴沿非晶带中心轴线, y' 轴垂直于带长方向, 且与带的两表面距离相同, 并假设这些各向异性场均平行于带表面. 已知非晶带中存在着磁各向异性场 H_k , 对于饱和磁伸系数 λ_s 不为零的材料, 存在着应力各向异性场 H_σ , 设内应力

^{*} 安徽省自然科学基金(批准号 01042309)和国家自然科学基金(批准号 50575100)资助的课题.

[†] E-mail: binghaobao@ujs.edu.cn

和外应力对应的应力各向异性场分别为 H_i 和 H_e . 这里考虑非晶带长宽比较大, 而厚度较薄, 非晶带可看作大而薄的平板, 因此仅需考虑厚度方向的退磁场. 带内相邻两畴畴结构用图 1 所示的简化磁畴结构模型表示, 假设相邻畴对应的 H_i 和 H_k 关于 z' 轴对称. 因交流频率较高, 认为畴壁因涡流引起的高频阻尼而钉扎, 因此不考虑壁移, 仅需考虑畴转. 由于实际的非晶带材料内应力分布十分复杂, 为简单起见, 参考 Kim 等^[11]提出的方法, 我们用畴内的平均内应力各向异性场来描述内应力对 SI 效应的影响.

各向异性场等效场可归纳为下列表达式^[10, 12, 13]:

$$H_j = \frac{H_{uj}}{M_s} n_j (n_j \cdot M). \quad (1)$$

这里

$$H_{uj} = 2k_j (\mu_0 M_s),$$

其中 k_j 为对应的各向异性常数, 内应力及外应力对应的感生各向异性常数分别表示为

$$k_e = 3\lambda_s \sigma_e / 2,$$

$$k_i = 3\lambda_s \sigma_i / 2.$$

σ_i 代表非晶带内畴的平均内应力^[11].

将(1)式中下标 j 分别换为 k, i 和 e , 便可得到相应的磁各向异性场 H_k , 内应力和外应力感生各向异性场 H_i 和 H_e 表达式(1)式中 M_s 为饱和磁化强度, n_j 为对应该场方向的单位矢量.

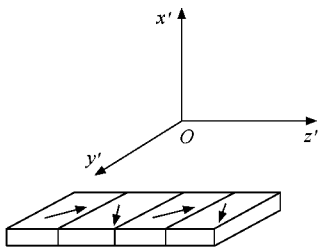


图 1 非晶带上建立的坐标系

3. 应力作用下材料的有效磁导率

图 2 示出了各种各向异性场矢量在图 1 坐标系中的方位. 不失一般性, 不妨设 H_k 与带的横向夹角为 θ_0 , 在无外应力 σ_e 下, 仅有材料制备时存在于材料内部的内应力 σ_i 对应的内应力感生各向异性场 H_i, H_i 与 H_k 决定了磁化强度矢量 M'_0 静态取向,

用下标零代表对应的静态量, 则 M'_0 的取向由下式确定:

$$M'_0 \times (H_{i0} + H_{e0}) = 0. \quad (2)$$

图 2 中 M_0 为外加应力时静磁化矢量 M_0 所处位置, 保持 z 轴与 M_0 平行.

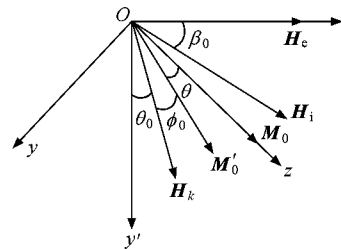


图 2 各向异性场及其在坐标中的位置

静平衡时, 磁化强度 M'_0 与磁各向异性场 H_k 的夹角 ϕ_0 可由下式求出:

$$H_{uk} \sin 2\phi_0 = H_{ui} \sin \chi (\theta_0 + \phi_0 + \beta_0), \quad (3)$$

式中 H_{ui} 为内应力感生各向异性等效场. 可见角度 ϕ_0, θ_0 和 β_0 并非是独立变量, 而由(3)式建立了与 H_{uk} 及 H_{ui} 的联系. 一旦给出 H_k, H_i 及其与坐标轴 y', z' 间的夹角, ϕ_0 便可由(3)式求出. 考虑厚度方向退磁场 H_d 后, 当带材受轴向(z' 方向)外应力 σ_e 时, 材料的等效场 H_{eff} 可表示为

$$H_{eff} = H_k + H_i + H_e + H_d + h, \quad (4)$$

式中 h 为非晶带中通入角频率为 ω 的正弦电流所产生的交变磁场.

静态有效场可表示为

$$H_{eff0} = H_{k0} + H_{i0} + H_{e0}, \quad (5)$$

$$M = M_0 + m. \quad (6)$$

由 $M_0 \times H_{eff0} = 0$, 外应力作用下 M_0 位置由下式确定:

$$H_{uk} \sin \chi (\theta + \phi_0) = H_{ui} \sin \chi (\theta + \theta_0 + \phi_0 + \beta_0) + H_{ue} \sin \chi (\theta + \theta_0 + \phi_0). \quad (7)$$

根据 Maxwell 方程组, 可得

$$\begin{aligned} \nabla^2 H - \mu_0 \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial t} \\ = \mu_0 \frac{1}{\rho} \frac{\partial M}{\partial t} - \nabla(\nabla \cdot M), \end{aligned} \quad (8)$$

式中 ρ 为非晶态合金材料的电阻率. 将 H_{eff} 代入方程(8), 略去高阶小量后得

$$(\nabla^2 - k_0^2) H_{eff} + \nabla(\nabla \cdot m) - k_0^2 m = 0, \quad (9)$$

式中 $k_0 = \sqrt{i\omega\mu_0/\rho}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$, H_{eff} 表示有

效场的动态量.

带 Gilbert 项的 Landau-Lifshitz 方程^[13]为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (10)$$

式中 γ 和 α 分别为旋磁比和阻尼系数,将(5)(6)式代入方程(10),略去二阶以上小量并考虑 $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0| \approx |\mathbf{M}_s|$ 后,可得

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -(\gamma H_{\text{eq1}} + i\omega\alpha)m_y + \gamma M_0 h_y, \\ i\omega m_y &= (\gamma H_{\text{eq2}} + i\omega\alpha + \gamma M_0)m_x \\ &\quad - \gamma M_0 h_x, \\ m_z &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

式中

$$\begin{aligned} H_{\text{eq1}} &= [\mu_0 M_s H_{\text{uk}} \cos(\theta + \phi_0) \\ &\quad - 3\lambda_s \sigma_e \cos(\theta + \theta_0 + \phi_0) \\ &\quad - 3\lambda_s \sigma_i \cos(\theta + \theta_0 + \phi_0 + \beta_0)] (\mu_0 M_s), \\ H_{\text{eq2}} &= [\mu_0 M_s H_{\text{uk}} \cos^2(\theta + \phi_0) \\ &\quad + 3\lambda_s \sigma_e \sin^2(\theta + \theta_0 + \phi_0) \\ &\quad + 3\lambda_s \sigma_i \sin^2(\theta + \theta_0 + \phi_0 + \beta_0)] (\mu_0 M_s). \end{aligned}$$

将(9)(11)式联立,得到非晶态合金材料的横向相对有效磁导率的计算公式

$$\mu_r = 1 + \frac{\gamma M_s (\gamma H_{\text{eq2}} + 2\gamma M_s + i\omega\alpha)}{(\gamma H_{\text{eq1}} + i\omega\alpha) (\gamma H_{\text{eq2}} + 2\gamma M_s + i\omega\alpha) - \omega^2 \times \sin^2(\theta + \theta_0 + \phi_0)}. \quad (12)$$

用横向相对有效磁导率近似地代替非晶态合金带的阻抗表达式中的有效磁导率 μ_{eff} ,即可得到材料的阻抗表达式

$$Z = R_{\text{dc}} kd \coth(kd), \quad (13)$$

式中 R_{dc} 为材料的直流电阻, $2d$ 为材料的厚度, k 满足

$$k = \sqrt{i\omega\mu_0\mu_{\text{eff}}/\rho}. \quad (14)$$

4. 应力阻抗效应的计算及讨论

因为材料的磁致伸缩系数有正有负,而对应应力有压应力(设为负)及张应力(设为正),理论计算可分多种情况,但由于各向异性常数是磁致伸缩系数与应力的乘积,经分析最终仅有两者乘积为正或为负两种情况.

数值计算时应给出 H_{ui} 值或同时给出 λ_s 和 σ_i 值,给出 H_{uk} , $\mu_0 M_s$, 角度 θ_0 , β_0 , 正弦电流信号频率 f , 材料直流电阻 R_{dc} 或同时给出材料几何参数(长、宽、厚)及电阻率 ρ , 旋磁比 γ 及阻尼系数 α . 有了以

上诸多参数,根据(3),(7)和(12)式及相关表达式可算出材料的阻抗.计算时除在图中标出外,其他共用参数的值如下: $H_{\text{ui}} = 100 \text{ A/m}$, $H_{\text{uk}} = 400 \text{ A/m}$, $\mu_0 M_s = 0.85 \text{ T}$, $\theta_0 = 10^\circ$, $\beta_0 = 45^\circ$, $f = 10 \text{ MHz}$, 非晶带长 10 cm , 宽 2 mm , 厚 $2 \text{ d} = 10 \mu\text{m}$, $\rho = 1.25 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$, $\gamma = 2.2 \times 10^5 \text{ m/(sA)}$, $\alpha = 0.01$. 值得一提的是,若要算出阻抗 Z 随外应力 σ_e 的变化,则 λ_s 参数必须给出.

图3、图4分别计算了对 $\lambda_s > 0$ 的材料在受张应力及压应力作用时其阻抗变化与外应力场 H_{ue} 的关系,它也分别对应着 $\lambda_s < 0$ 的材料受压应力及张应力作用的情形.由理论结果可知,对 $\lambda_s > 0$ 的材料,起初阻抗随张应力的增加而增加,至一极值点后又随张应力增加而减小;而材料若受压应力作用时,阻抗随压应力的增大而单调减小.同理可知,对 $\lambda_s < 0$ 的材料,受张应力作用时,材料阻抗将单调减小;受压应力作用时,阻抗将出现一峰值.这里的理论结果与 Shen 等在文献[7]中描述的两端固定梁的实验结果相符,与 Garcia 等^[14]用 $\lambda_s < 0$ 的非晶微线所给出的实验结果也定性相符($H = 0$ 处的阻抗变化率随张应力增大而单调减小).由此表明,本文提出的理论得到了实验的验证.由图3可以看出,随 H_k 值的增大,峰位右移,峰值减小.从图4可以看出,这种情况下阻抗随压应力的变化不显著.

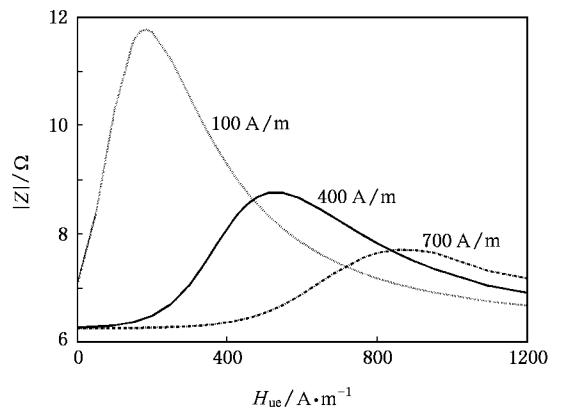


图3 当 $\lambda_s > 0$, 不同各向异性场 H_{uk} 下非晶带的阻抗 $|Z|/Z_0$ 随张应力场 H_{ue} 的变化

图5为 $\lambda_s H_{\text{ue}} > 0$ 的材料,其内应力 σ_i 对 SI 效应的影响.由图5可以看出:当外加应力 σ_e 较小时,随 σ_i 的改变(图中给出了不同的内应力场)三条曲线几乎重合,且此段阻抗随外应力 σ_e 变化很小.越过不敏感区后, σ_i 的值对 SI 效应影响很大,小的内

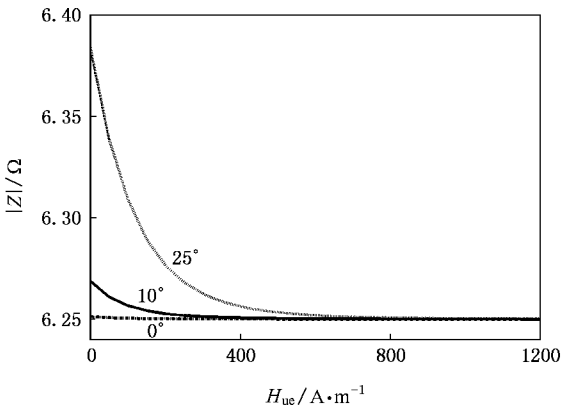


图 4 当 $\lambda_s > 0$,具有不同 θ_0 的材料阻抗 $|Z|$ 随压应力场的变化

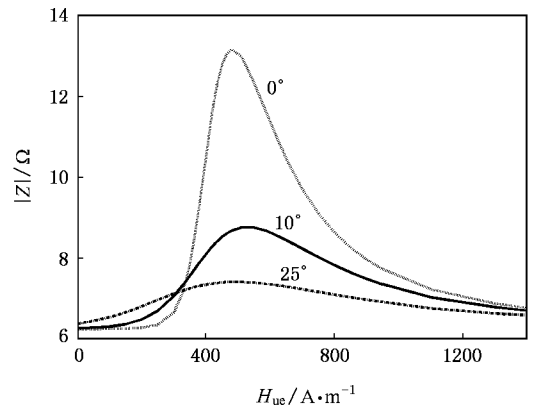


图 6 当 $\lambda_s H_{uc} > 0$,具有不同 θ_0 的材料阻抗 $|Z|$ 随 H_{uc} 的变化

应力十分有利于获得大的 SI 效应.在实际应用中,通过各种退火方法(如炉内等温退火、电流退火)均可起到消除内应力的作用,从而增强了 SI 效应.

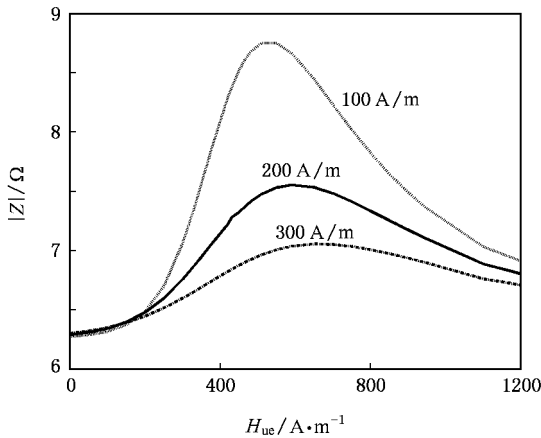


图 5 当 $\lambda_s H_{uc} > 0$,不同内应力场的材料阻抗 $|Z|$ 随 H_{uc} 的变化

对 $\lambda_s H_{uc} > 0$ 的材料阻抗随 θ_0 变化的计算结果如图 6 所示, θ_0 分别取为 0° , 10° 和 25° .计算结果表明,小的 θ_0 对应阻抗变化有一高的峰值,随着 θ_0 的增大,峰值降低.但在小的外应力下,小的 θ_0 并未表现出任何优势,甚至灵敏度更差,而较大的 θ_0 值对小外应力却表现出更大的阻抗变化.这一理论结果很有意义,通常对材料进行的小电流密度的脉冲处理可起到改变角度的作用,其机理是由于磁畴受到脉冲电流冲击磁场产生的冲击力矩的作用使磁矩逐渐变为垂直于横向排列.另外,在材料上加纵向应力退火可使 θ_0 减小,从磁畴图已观察到此现象. Li 等^[15] 曾对 $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_0$ 进行过 SI 效应研究,

在淬态下(此时 $\lambda_s < 0$)受张应力作用的结果与图 4 计算结果相似,而经张应力脉冲电流退火后材料的磁致伸缩系数会改变符号^[16],得到的阻抗效应实验结果是图 3 和图 6 的理论结果的综合.一方面,脉冲电流退火产生对磁畴的冲击力矩作用会使 θ_0 减小.另一方面,张应力作用将使磁各向异性场增大,因此峰值位置右移.这些都说明我们建立的理论实验可以相互印证.这里应注意,有些实验例子我们选用的是非晶丝,实际上非晶丝及非晶带的阻抗随外应力的变化规律完全相同.

本研究采用的模型为简化模型,与实际非晶带存在复杂的畴结构模型尚有出入.另外,非晶带中内应力分布也十分复杂,因此更切合实际的模型及理论的建立,仍有大量的研究工作要做.

5. 结 论

本文给出了计算非晶态合金材料 SI 效应的理论公式.研究表明,理论结果与实验结果相符.由理论公式可知 SI 受诸多因素的影响,如励磁频率、材料厚度、磁各向异性场大小及方向和内应力大小及方向等.减小材料的内应力、磁各向异性场,减小磁各向异性场及应力各向异性场与材料横向的夹角,提高频率及增大厚度均有利于获得大的 SI 变化率.另外,在其他条件相同的情况下,大磁致伸缩系数材料可获得大的 SI 变化率.同时应注意,磁致伸缩为正的材料宜在张应力环境下应用,而磁致伸缩为负的材料适于在压应力下应用.

- [1] Makhnovskiy D P , Panina L V , Mapps D J 2001 *Phys. Rev. B* **63** 14424
- [2] Wang W J , Yuan H M , Jiang S , Xiao S Q , Yan S S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6108 (in Chinese)[王文静、袁汇敏、姜山、萧淑琴、颜世申 2006 物理学报 **55** 6108]
- [3] Wang A L , Liu J T , Zhou Y S , Jiang H W , Zhen W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 905 (in Chinese)[王艾玲、刘江涛、周云松、姜宏伟、郑 鹞 2004 物理学报 **53** 905]
- [4] Dong C Y , Chen S P , Xu Z Y 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **251** 78
- [5] Liu L P , Zhao Z J , Huang C X , Wu Z M , Yang X L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2014 (in Chinese)[刘龙平、赵振杰、黄灿星、吴志明、杨燮龙 2006 物理学报 **55** 2014]
- [6] Zhong Z Y , Lan Z W , Zhang H W , Liu Y L , Wang H C 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1610 (in Chinese)[钟智勇、兰中文、张怀武、刘颖力、王豪才 2001 物理学报 **50** 1610]
- [7] Shen L P , Naruse Y , Kusumoto D , Kita E , Mohri K , Uchiyama T 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 3619
- [8] Yamadera H , Nishibe Y 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 5356
- [9] Tayalia P , Heider D , John W , Gillespie J 2004 *Sensors and Actuators A* **111** 267
- [10] Peng B , Zhang W L , Zhang W X , Jiang H C , Yang S Q 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **288** 326
- [11] Kim D Y , Kim C G , Kim H C , Sung U H 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5811
- [12] Kraus L 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 764
- [13] Liao S B 1988 *Ferromagnetism* (Beijing : Science Press) (in Chinese)[廖绍彬 1988 铁磁学 (北京 科学出版社)]
- [14] Garcia C , Zhukov A , Zhukova M , Ipatov M , Blanco J M , Gonzalez J 2005 *IEEE Trans. Magn.* **41** 3688
- [15] Li D R , Lu Z C , Zhou S X , Zhang J F , Liu H , Han W 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 1000
- [16] Li D R , Lu Z C , Zhou S X 2003 *Sensors and Actuators A* **109** 68

The influence of anisotropic fields on stress-impedance effect in amorphous alloys^{*}

Bao Bing-Hao^{1,2)†} Ren Nai-Fei²⁾ Wang Guo-Yu¹⁾

¹⁾ *Micro-nano Science and Technology Research Center , Jiangsu University , Zhenjiang 212013 , China*

²⁾ *School of Mechanical Engineering , Jiangsu University , Zhenjiang 212013 , China*

(Received 4 July 2007 ; revised manuscript received 13 September 2007)

Abstract

The theory of stress-impedance effect in amorphous alloys was established by introducing stress-induced anisotropy and magnetic anisotropy and solving Maxwell 's equations and Landau-Lifshitz equation with the Gilbert term. The established theory can be used to explain the stress-impedance effect , and the calculation results were in good agreement with the experimental results. We calculated the stress-impedance change with different anisotropy parameters , and reached important conclusions both in theory and for applications.

Keywords : stress-impedance effect , stress induced anisotropy , transverse effective permeability , amorphous alloys

PACC : 7580 , 7530G , 7560E , 7550K

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province , China (Grant No. 01042309) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50575100).

[†] E-mail : binghaobao@ujs.edu.cn