

负微分电导下晶闸管的动力学行为 与混沌现象^{*}

谭平安^{1)2)†} 张 波¹⁾ 丘东元¹⁾

1)(华南理工大学电力学院,广州 510640)

2)(湘潭大学信息工程学院,湘潭 411105)

(2009 年 8 月 10 日收到;2009 年 11 月 18 日收到修改稿)

研究了晶闸管处于负微分电导状态下的非线性动力学行为,推导了晶闸管动力学系统不稳定需满足的边界条件,解释了晶闸管混沌现象产生机理。建立了晶闸管的非线性动力学方程,分析了该动力学方程的线性稳定性。在此基础上根据 Jacobi 矩阵得到了系统不稳定需满足的边界条件,指出晶闸管的混沌行为并非只由负微分电导特性引起,还与外界条件和器件本身物理参数等因素有关。最后,通过数值仿真和实验研究证实了理论分析的正确性,从而完整地解释了晶闸管的倍周期分岔和混沌行为。

关键词: 晶闸管, 时空混沌, 负微分电导, 电流细丝

PACC: 0545

1. 引 言

晶闸管是电力电子系统中常用的开关器件之一,其安全性和可靠性一直是人们关注的重点。我们知道,电网中的谐波、外界干扰信号和器件本身的非线性行为都有可能影响到晶闸管的稳定性和可靠性。现有晶闸管可靠运行的安全措施主要是采取附加外部保护电路的方法,这只能避免外施大电压、大电流造成的危害。实际运行中,晶闸管仍出现一系列非外部电压电流应力作用的损坏,譬如由于器件内部电流局部集中造成的“电流细丝”现象,无法用电路理论对其进行合理的解释。因此,对半导体器件的非线性动力学行为进行全面和深入的研究显得十分必要。

半导体器件中的混沌现象最初由 Aoki 等^[1]发现,随后人们发现二极管、晶闸管等电力半导体器件在一定外部条件下也会呈现出准周期、混沌现象^[2],同时会使得器件难以稳态工作。在此基础上,人们对半导体中的非线性行为进行了大量的研究。通过实验研究,观察到了复杂的混沌运动现象^[3],

同时还试图以半导体理论为基础建立简单的动力学模型,从而更好地解释这些现象产生的物理机制。迄今为止虽然提出了一些模型,但主要用来讨论电荷在空间均匀分布假设下的时间混沌现象^[4],对电荷在空间非均匀分布的情形研究甚少。半导体中的不稳定性和混沌行为从宏观上来看是由于负微分电导特性引起^[5-7],但对该现象的完整理解需从微观的电荷传输导出描述这些现象的宏观非线性动力学方程。此外,随着混沌理论在电力电子系统中的广泛应用^[8-12],使人们能从一个新的角度来研究电力半导体器件的非线性行为和不稳定性。

本文在文献[13—15]的基础上建立了晶闸管的时空动力学方程,分析了晶闸管处于负微分电导状态下的非线性动力学行为,并应用混沌理论推导了系统不稳定需满足的边界条件。同时,基于该方程数值模拟了在不同外部条件作用下晶闸管表现出的倍周期和混沌现象。最后,通过实验证实了理论分析的正确性。通过深入研究晶闸管的内部动态特性,解释了产生混沌现象的根本原因,为进一步得出晶闸管有效的保护及控制措

* 国家自然科学基金重点项目(批准号:50937001)、国家高技术研究发展计划(批准号:2007AA05Z229)、国家自然科学基金(批准号:50877028)和广东省自然科学基金重点项目(批准号:8251064101000014)资助的课题。

† E-mail: tanpingan@126.com

施,保证电力电子系统的安全可靠运行奠定理论基础.

2. 动力学方程

图 1 为晶闸管的实验电路和 J_3 结等效电路. 图 1 中 U_g 为门极电压, R_g 为门极电阻, u 为晶闸管门极电势, a 为 J_3 结的内建电势, U 为阳极与阴极间压降, R_L 为负载电阻, $U_0 \sin(2\pi ft)$ 为电源电压.

考虑到 J_3 结内建电势的空间非均匀分布, 晶闸管的非线性动力学行为可由下列漂移-扩散方程来描述^[13]:

$$\tau_a \frac{\partial a(x, y, t)}{\partial t} = \Delta a(x, y, t) + f(a, u, U), \quad (1)$$

式中 τ_a 为 a 的弛豫时间, Δ 是 Laplace 算子. 方程 (1) 右边第一项表示由变量 a 引起的漂移电流分量, $f(a, u, U)$ 为描述器件内部载流子扩散运动的动力学函数.

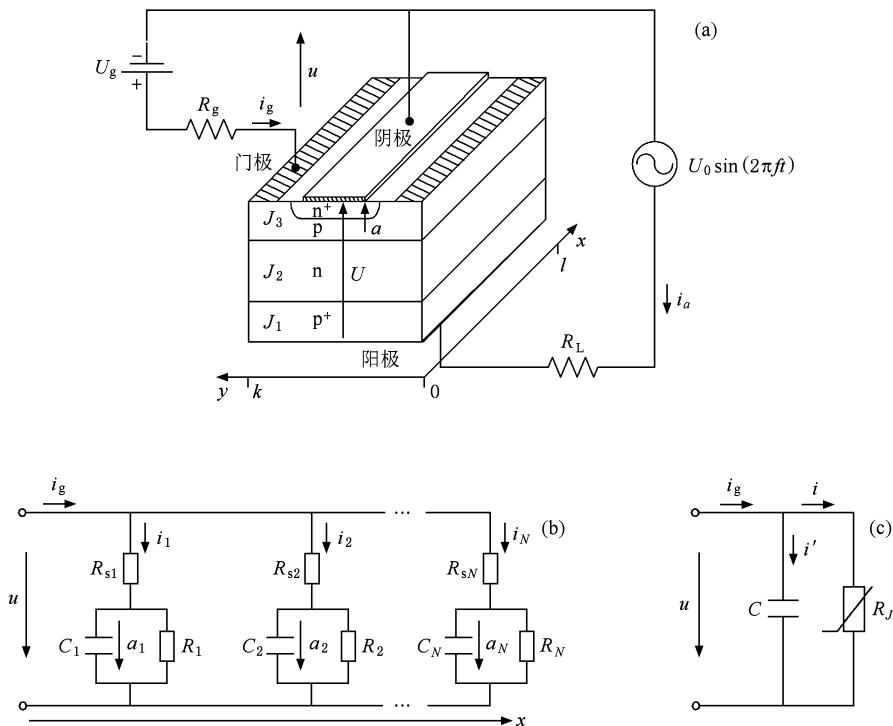


图 1 晶闸管实验电路和 J_3 结等效电路图 (a) 晶闸管实验电路, (b) J_3 结沿 x 方向等效电路, (c) J_3 结简化电路

晶闸管物理结构中存在 J_1 , J_2 和 J_3 三个 pn 结, 如图 1(a) 所示, 其中 J_3 结内建电势的空间分布能直接反映出晶闸管的物理工作状态^[14]. 为简化分析过程, 本文将 U 视为外界扰动信号, 假设晶闸管处于负微分电导状态时, 着重分析 J_3 结的内建电势 a 和门极电势 u 随外界参数变化的时空演化过程.

晶闸管 J_3 结的动力学函数可描述为^[15]

$$f(a, u) = \frac{u - a}{(u - a)^2 + 1} - \zeta a, \quad (2)$$

式中 ζ 为隧穿系数. 根据图 1 所示晶闸管实验电路及 J_3 结简化电路, 由基尔霍夫定律可得控制电路的动力学方程为

$$C \frac{du}{dt} = i_g - i, \quad (3a)$$

$$i_g = \frac{U_g - u}{R_g}, \quad (3b)$$

式中 C 表示 J_3 结结电容与电路寄生电容之和, i_g 为门极电流, i 为 J_3 结电流.

如图 1(b) 所示, 假设在空间范围内将 J_3 结划分为 N 等分, 则 J_3 结电流密度空间分布为

$$j(a, u) = (u(t) - a_i(x, y, t)) / (R_{si}A) \quad (i = 1, 2, \dots, N), \quad (4)$$

式中 R_{si} 为 J_3 结各单元的体电阻, A 为各单元的截面积. 当电流密度 j 空间非均匀分布时, J_3 结电流可表示为

$$i = \int_0^k \int_0^l j(a, u) dx dy, \quad (5)$$

式中 l 和 k 分别为晶闸管沿 x 和 y 方向的尺寸.

利用(5)式,(3)式可化为

$$R_g C \frac{du}{dt} = U_g - u - R_g \int_0^k \int_0^l j(a, u) dx dy. \quad (6)$$

令 $du/dt = 0$, 可得平衡状态下直流负载线

$$i = (U_g - u)/R_g, \quad (7)$$

则控制电路注入到 J_3 结的电流密度

$$j_0 = (U_g - u)/(R_g N A). \quad (8)$$

于是,由方程(1),(2)和(6)构成了晶闸管的动力学系统.

为了分析方便,仅考虑一维情形(假定 y 方向为均匀分布). 设 J_3 结平均电流密度

$$\langle j(a, u) \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l j(a(x, t), u(t)) dx, \quad (9)$$

且将由方程(1),(2)和(6)构成的晶闸管动力学系统的参数归一化,令

$$a = a/V_T,$$

$$u = u/V_T,$$

$$U_g = U_g/V_T,$$

$$j = j R_g A,$$

$$t = t/\tau_a,$$

$$\omega = \tau_a l/C,$$

其中 V_T 为热电势. 最终得到的简化模型为

$$\frac{\partial a(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 a(x, t)}{\partial x^2} + \frac{u - a}{(u - a)^2 + 1} - \zeta a, \quad (10a)$$

$$\frac{du}{dt} = \omega(j_0 - \langle j(a, u) \rangle). \quad (10b)$$

该模型满足下列 Neumann 边界条件:

$$\left. \frac{\partial a}{\partial x} \right|_{0, l} = 0 \quad (x \in \{0, l\}). \quad (11)$$

3. 线性稳定性分析及条件

先讨论晶闸管动力学系统简化模型在空间均匀分布时的稳定性. 平衡点所满足的方程为

$$\partial a(x, t)/\partial t = 0,$$

$$du/dt = 0,$$

即

$$\frac{u - a}{(u - a)^2 + 1} - \zeta a = 0, \quad (12)$$

$$\omega(j_0 - \langle j(a, u) \rangle) = 0. \quad (13)$$

由(12),(13)式可得平衡点 (a^*, u^*) ,

$$a^* = \frac{j_0}{\zeta(j_0^2 + 1)}, \quad (14)$$

$$u^* = j_0 + a^*.$$

根据(14)式,进一步可得电流密度 j_0 与门极电势 u 的关系式,即

$$u(j_0) = j_0 + \frac{j_0}{\zeta(j_0^2 + 1)}. \quad (15)$$

由(15)式可得 j_0-u 特性曲线,如图 2 所示. 从图 2 可以看出,曲线整体呈 S 形, u_n, u_m 为工作点 A 和 B 对应的门极电势,由于曲线 AB 段电导率 $\sigma = dj_0/du < 0$, 意味着晶闸管在此区间具有负微分电导特性. 此外,晶闸管动力学系统(10)式的静态工作点可由直流负载线(7)式与 j_0-u 特性曲线的交点 $P(u, j_0)$ 决定.

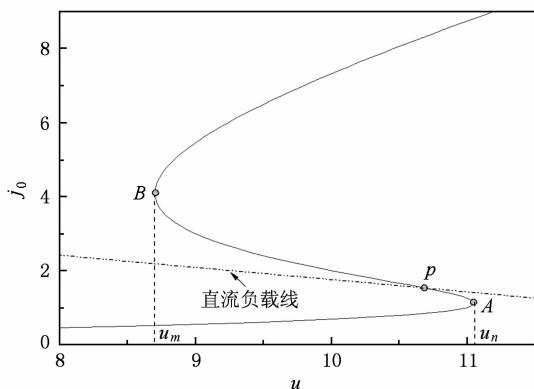


图 2 j_0-u 曲线

图 3 是由(12)式描述的 J_3 结内建电势 a 和门极电势 u 之间的关系曲线. 由图 3 可以看出, J_3 结内建电势 a 和门极电势 u 之间也呈非线性关系. 图 4 给出了门极电势 $u_1 = 8.2, u_2 = 10, u_3 = 11.4$ 对应

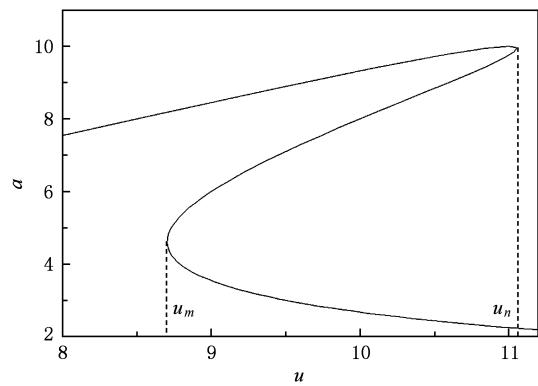


图 3 $a-u$ 曲线

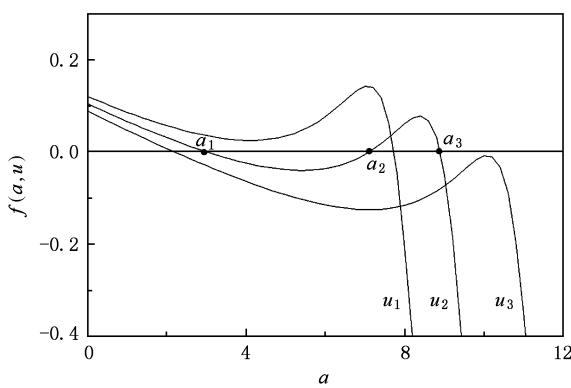


图 4 函数 $f(a, u)$ 与变量 a 的关系曲线 $u_1 = 8.2, u_2 = 10, u_3 = 11.4$

的函数 $f(a, u)$ 与变量 a 的关系曲线. 图 4 中 $u_1 = 8.2, u_3 = 11.4$ 对应的函数 $f(a, u)$ 曲线仅有一个零点, 而 $u_m < u < u_n$ 时, 函数 $f(a, u)$ 曲线存在 a_1, a_2 和 a_3 三个零点, 如图中 $u = u_2$ 所示. 由于 $\frac{\partial f}{\partial a} \Big|_{a=a_1, a_3} < 0$, 可知 a_1 和 a_3 为稳态点, 分别对应晶闸管的关断、导通状态; 而 $\frac{\partial f}{\partial a} \Big|_{a=a_2} > 0$, 即 a_2 点不稳定, 对应晶闸管的负微分电导状态.

如果给系统(10)式施加小的扰动信号 δa 和 δu , 令

$$\delta a = a - a^*,$$

$$\delta u = u - u^*,$$

$$\frac{\partial f}{\partial a} = \partial_a f,$$

$$\frac{\partial f}{\partial u} = \partial_u f,$$

则

$$\begin{pmatrix} \dot{\delta a} \\ \dot{\delta u} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial_a f & \partial_u f \\ \omega & -\omega \left(\frac{1}{R_g l} + 1 \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta a \\ \delta u \end{pmatrix}. \quad (16)$$

(16)式是扰动量为 $\delta a, \delta u$ 时的线性方程组, 其 Jacobi 矩阵为

$$J = \begin{pmatrix} \partial_a f & \partial_u f \\ \omega & -\omega \left(\frac{1}{R_g l} + 1 \right) \end{pmatrix}. \quad (17)$$

因此, 晶闸管动力学系统平衡点的稳定性可由 Jacobi 矩阵 J 的行列式 $\det J$ 与迹 $\text{tr} J$ 来决定,

$$\det J = -\omega \left[\partial_a f \left(\frac{1}{R_g l} + 1 \right) + \partial_u f \right], \quad (18)$$

$$\text{tr} J = \partial_a f - \omega \left(\frac{1}{R_g l} + 1 \right). \quad (19)$$

由于电导率

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{dj}{du} \\ &= 1 + \frac{\partial_u f}{\partial_a f}, \end{aligned} \quad (20)$$

将(20)式代入(18)式, 可推导出

$$\det J = -\omega \partial_a f \left(\frac{1}{R_g l} + \sigma \right). \quad (21)$$

当晶闸管工作在负微分电导状态, 电导率 $\sigma < 0$, 且由图 4 中 $u = u_2$ 对应的 $f(a, u)$ 曲线可知, $\partial_a f > 0$. 于是对(21)式而言, 如果满足

$$\frac{1}{R_g l} + \sigma > 0, \quad (22)$$

则有 $\det J < 0$, Jacobi 矩阵 J 的特征根为一正一负两个实根, 于是平衡点为不稳定的鞍点. 由以上分析可知, 晶闸管动力学系统的不稳定性并非只由负微分电导特性引起, 还与外界条件和器件的物理参数等因素有关.

对于图 2 j_0-u 特性曲线除 AB 段外的其他部分, 由于 $\partial_a f < 0$, 电导率 $\sigma > 0$, 根据(21)式可知 $\det J > 0$, 且由(19)式可推导出 $\text{tr} J < 0$, 因此平衡点是稳定的^[16].

4. 仿真与实验

4. 1. 仿真分析

根据晶闸管的动力学方程, 假设晶闸管工作在负微分电导状态, 分析在不同的外部电路条件作用下其 J_3 结的内建电势 a 、电流密度 j 和门极电势 u 的演化过程. 仿真参数如下: $R_g = 15 \text{ k}\Omega, l = 40 \mu\text{m}, \zeta = 0.05, \omega = 0.035, \Delta x = 1 \mu\text{m}, N = l/\Delta x = 40, \Delta t = 0.001$.

由(7),(8)式可知, 当外部电路参数变化时, 若改变控制电压 U_g 或者门极电阻 R_g , 即改变了系统平衡状态下的直流负载线, 意味着其静态工作点 $P(u, j_0)$ 也随之改变, 控制电路注入的电流密度 j_0 也会有所不同. 于是, 可选择电流密度 j_0 作为系统(10)中的控制参数.

由(2)式可知

$$\begin{aligned}\partial_a f &= \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{u - a}{(u - a)^2 + 1} - \zeta a \right) \Big|_{(a^*, u^*)} \\ &= \frac{j_0^2 - 1}{(j_0^2 + 1)^2} - \zeta.\end{aligned}\quad (23)$$

同理有

$$\partial_u f = -\frac{j_0^2 - 1}{(j_0^2 + 1)^2}. \quad (24)$$

于是,(20)式可以变换为

$$\sigma = \frac{1}{1 - \frac{j_0^2 - 1}{\zeta(j_0^2 + 1)^2}}. \quad (25)$$

当 j_0 在区间 $[1.24, 1.323]$ 取值时, 其电导率 $\sigma \in [-1.49, -1.03]$, 而 $\frac{1}{R_g l} = 1.67$, 因此, 以上仿真参数完全满足条件(22)式.

图 5 为 $j_0 = 1.245$ 时电流密度 j 的时空演化、门

极电势 u 波形和相轨迹. 由图 5(a)可以看出, 在初始阶段, 电流密度 j 在空间表现为均匀分布, 当对变量 a 施加小的扰动信号 $\delta a = 0.001 \sin(2\pi ft)$ ($f = 8$ kHz) 后, 电流密度 j 由稳定的空间均匀分布演化为振荡分布, 主要表现为围绕平衡点的空间均匀振荡和不稳定的尖峰振荡两种形式, 并且尖峰振荡电流主要集中在器件内部的局部区域, 空间呈非均匀分布状态, 即产生了“电流细丝”现象^[15].

图 5(b)为晶闸管门极电势 u 的波形. 从图 5(b)可以看出, 门极电势 u 的最小值与尖峰振荡电流一一对应, 因此可由其最小值来反映晶闸管内部电流的不稳定性和非线性动力学行为. 图 5(c)为对应的相轨迹图, 表现为不稳定的周期振荡.

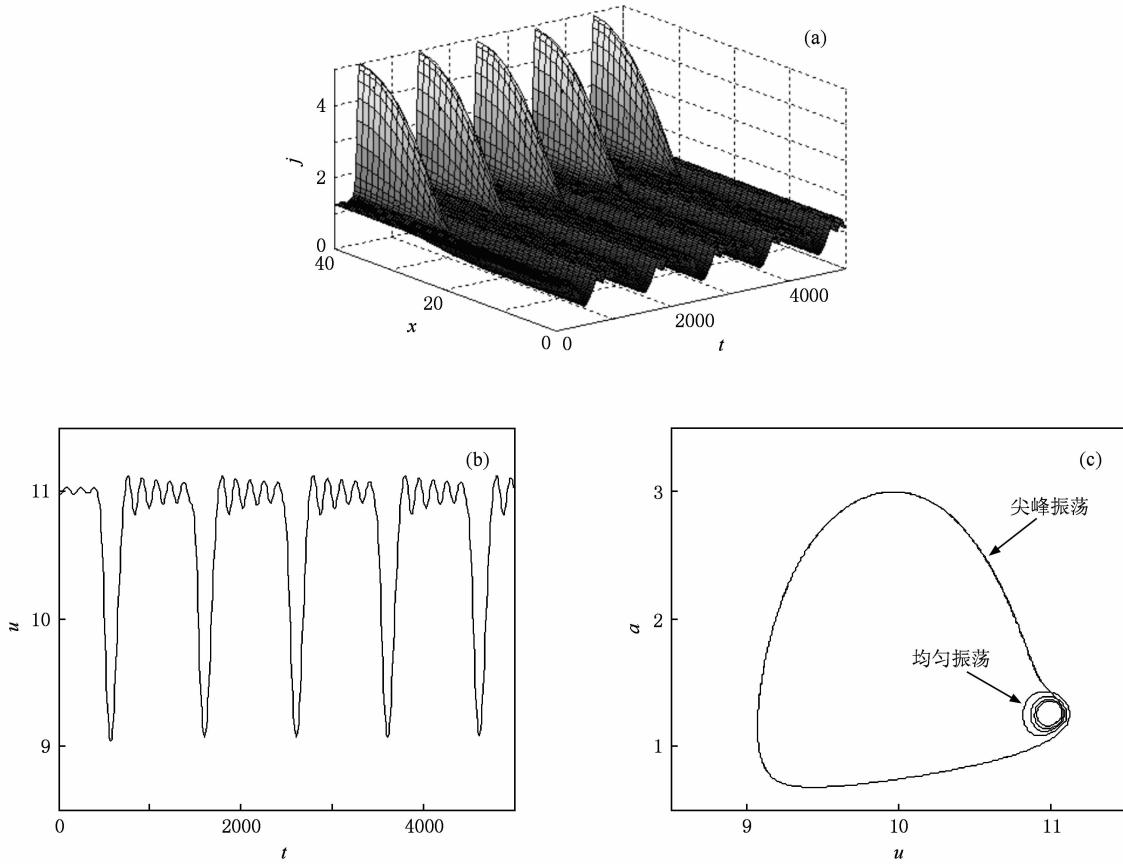


图 5 $j_0 = 1.245$ 的仿真波形 (a) 电流密度 j 的时空演化, (b) 门极电势 u 的波形, (c) 相轨迹 ($N = 30$)

随着控制参数 j_0 的增加, 当 $j_0 = 1.258$ 时对应的电流密度 j 的时空演化、门极电势 u 波形和相轨

迹如图 6 所示. 由图 6 可以明显看出, 电流密度 j 表现为倍周期的尖峰振荡现象, 同样门极电势 u 的最

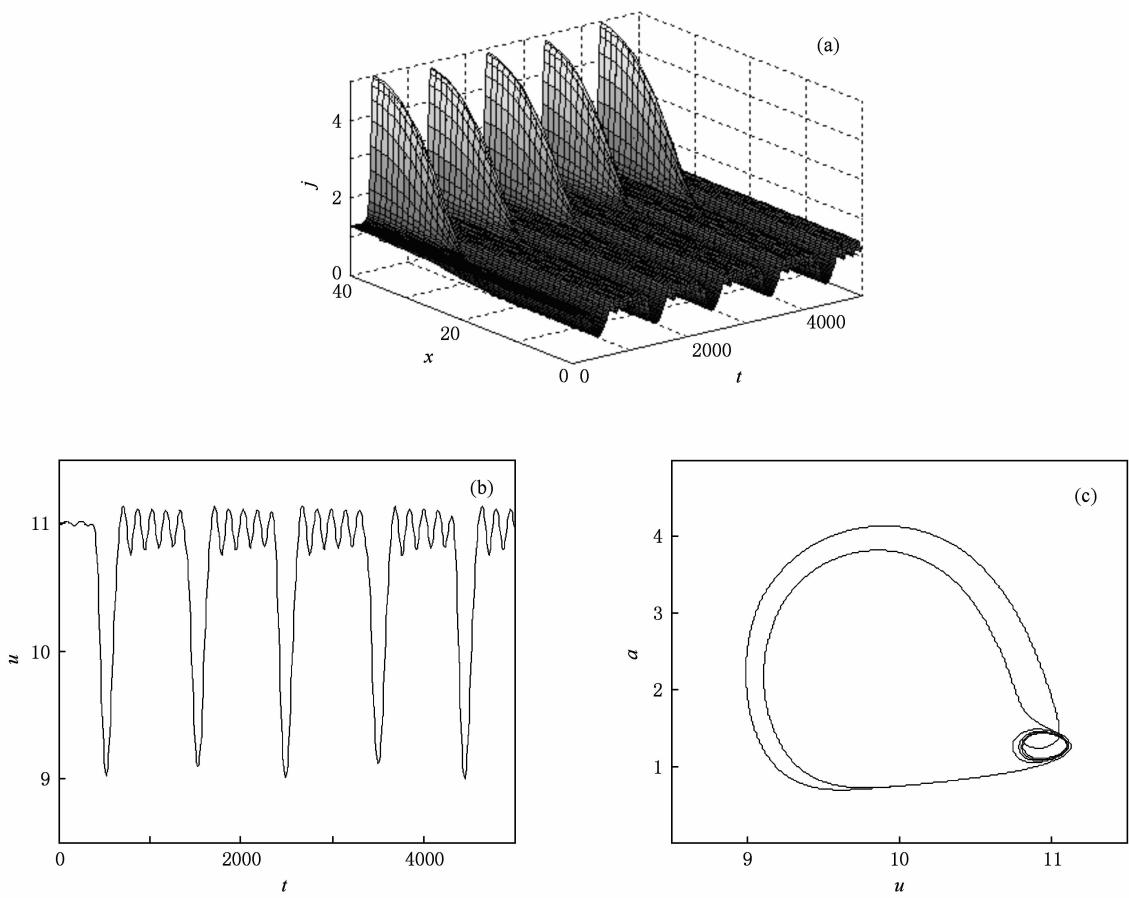


图 6 $j_0 = 1.258$ 的仿真波形 (a) 电流密度 j 的时空演化,(b) 门极电势 u 的波形,(c) 相轨迹 ($N = 30$)

小值也呈倍周期状态.

图 7 为 $j_0 = 1.32$ 时对应的晶闸管动力学系统仿真波形. 由图 7 可以看出, 系统中出现了混沌现象. 电流密度 j 中的尖峰振荡电流的产生是混沌的, 且电流均匀分布时振荡幅度也明显增大, 门极电势 u 的最小值也呈混沌状态, 相轨迹表现为不稳定周期轨迹的稠密集合.

图 8 给出了门极电势 u 最小值 u_{\min} 随参数 j_0 变化的分岔图. 从图 8 可以看出, 当 $j_0 = 1.251$ 时系统开始出现分岔现象, 随着 j_0 的不断增大, 伴随有间歇性混沌现象.

以上的分析都是在满足条件(22)式的前提下进行的. 分析表明, 晶闸管动力学系统是不稳定的, 晶闸管 J_3 结中存在非均匀分布的尖峰振荡电流. 在图 7 仿真参数的基础上, 通过改变参数 j_0 或晶闸管的物理尺寸, 使得条件(22)式不成立, 由此分析晶闸管 J_3 结的电流密度 j 和门极电势 u 的演化过程.

图 9 给出了 $j_0 = 3.5$ 时晶闸管 J_3 结电流密度 j 的时空演化和门极电势 u 的波形. 由(25)式可知, $\sigma = -3.55$, 因此 $\frac{1}{R_g l} + \sigma < 0$, 不满足条件(22)式. 由图 9 可以看出, 电流密度 j 在时域内无振荡, 无尖峰电流, 空间范围内是稳定的非均匀分布, 门极电势 u 最终也趋于稳定.

由图 7 可知, 当 $j_0 = 1.32$ 时, 晶闸管中 J_3 结的电流密度 j 和门极电势 u 出现了混沌现象. 假设晶闸管的物理尺寸改为 $l = 60$, 其他参数不变, 由(25)式可知, $\frac{1}{R_g l} + \sigma < 0$. 晶闸管 J_3 结的电流密度 j 时空演化和门极电势 u 的波形如图 10 所示, 表明晶闸管动力学系统最终也趋于稳定.

由以上分析可知, 晶闸管动力学系统所呈现出的混沌行为并非只由负微分电导特性引起, 还与外界条件和器件本身的物理参数等因素有关. 当晶闸管工作在负微分电导状态时, 在一定外界条件下,

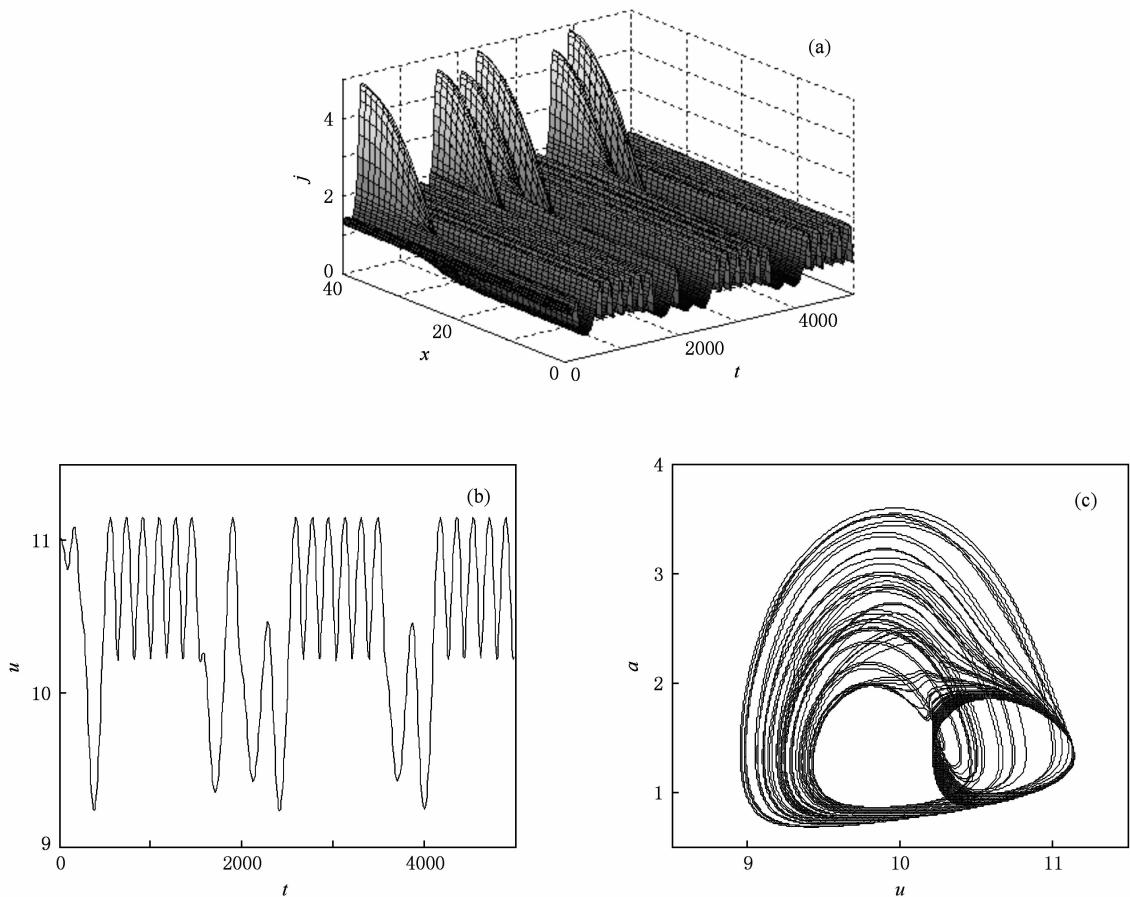


图 7 $j_0 = 1.32$ 的仿真波形 (a) 电流密度 j 的时空演化,(b) 门极电势 u 的波形,(c) 相轨迹($N=30$)

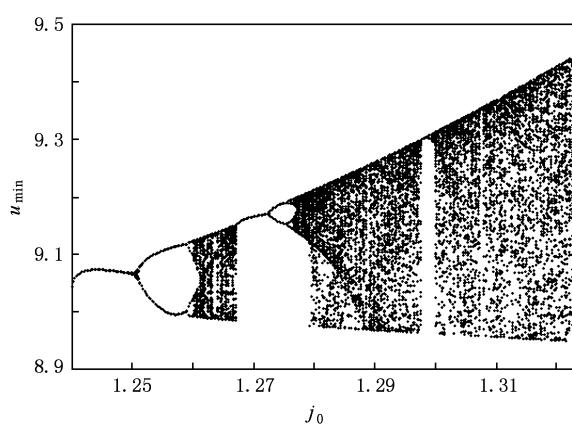


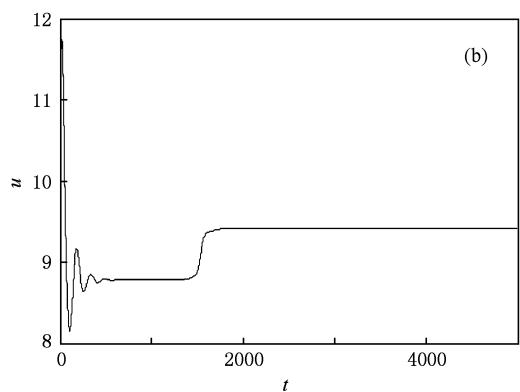
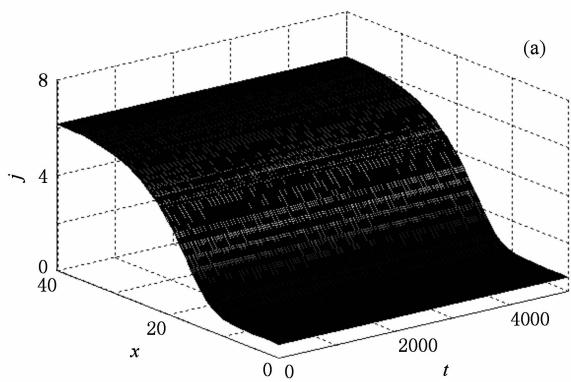
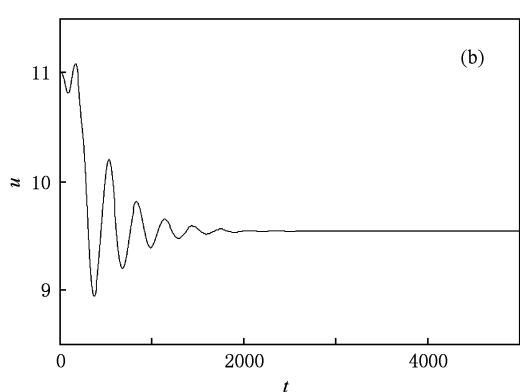
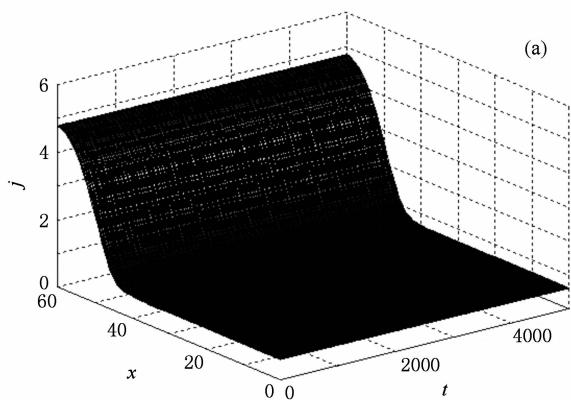
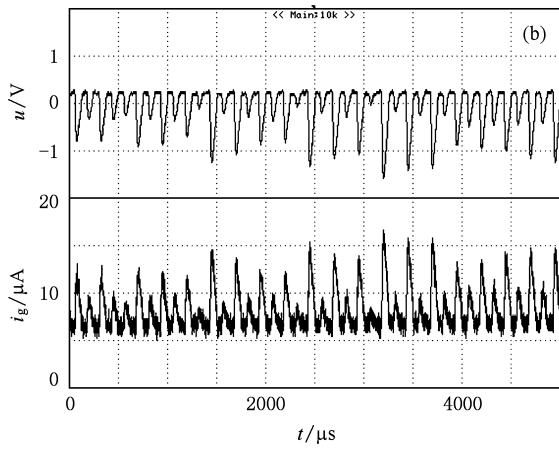
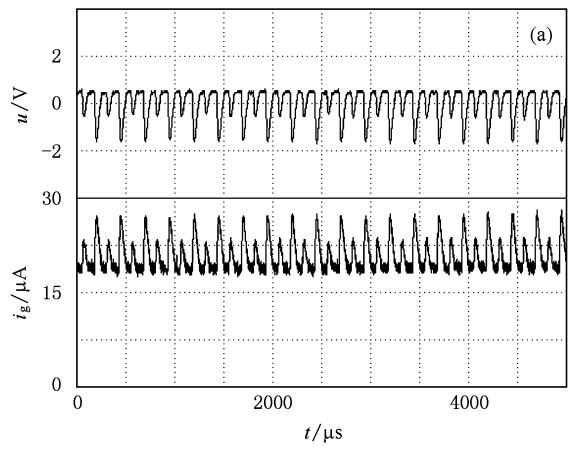
图 8 门极电势 u 的最小值 u_{\min} 随 j_0 变化的分岔图

系统将是不稳定的,器件内部的物理量将产生尖峰振荡,从而引起晶闸管内部电流产生“电流细丝”现象。

4.2. 实验验证

实验按照图 1 所示电路,选用 2SF104 型晶闸管。晶闸管电路参数如下:电源电压为 $5\sin(2\pi ft)$, 频率 $f = 8$ kHz, 负载电阻 $R_L = 4.1$ k Ω , 门极电阻 $R_g = 15$ k Ω 。通过改变控制电压 U_g 来调节电流密度 j_0 , 实验得到了门极电势 u 和门极电流 i_g 的演化情况。

图 11 给出了电流密度 $j_0 = 1.253, j_0 = 1.265$ 时与之对应的晶闸管门极电势 u 和门极电流 i_g 的波形。图 11(a) 是 $j_0 = 1.253$ 时的实验波形。由图 11(a) 可以看出,周期内的门极电势 u 的最小值与门极电流 i_g 的尖峰时刻是一一对应的,且呈倍周期状态。随着电流密度 j_0 的增加,当 $j_0 = 1.265$ 时,门极电势 u 和门极电流 i_g 的波形呈现出混沌状态,与仿真分析结果符合较好。这验证了上述理论分析的正确性。

图 9 $j_0 = 3.5$ 的仿真波形 (a) 电流密度 j 的时空演化,(b) 门极电势 u 的波形图 10 $j_0 = 1.32, l = 60$ 的仿真波形 (a) 电流密度 j 的时空演化,(b) 门极电势 u 的波形图 11 门极电势 u 和门极电流 i_g 的实验波形 (a) 倍周期 ($j_0 = 1.253$) , (b) 混沌 ($j_0 = 1.265$)

5. 结 论

基于晶闸管的动力学模型,分析了晶闸管器件处于负微分电导状态下的非线性动力学行为及稳定性,在此基础上得到了晶闸管动力学系统不稳定需满足

的边界条件,并通过实验证实了理论分析的正确性。研究结果表明:晶闸管器件的不稳定性和混沌现象并非只由负微分电导特性引起,而且还与外界条件和器件本身物理参数等因素有关。晶闸管的混沌行为中伴随有“电流细丝”现象,有可能造成器件局部过热而损坏,实际使用中需避免该现象的发生。

- [1] Aoki K, Yamamoto K 1989 *Appl. Phys.* **48** 111
- [2] Deane J H, Hamill D C 1990 *IEEE Trans. Power Electron.* **5** 260
- [3] Lisik Z, Turowski 1991 *IEEE Circ. Dev. Syst.* **138** 575
- [4] Li G H, Zhou S P, Xu D M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 736 (in Chinese) [李国辉、周世平、徐得名 2002 物理学报 **51** 736]
- [5] Yao F, Xue C L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6654 (in Chinese) [姚飞、薛春来 2007 物理学报 **56** 6654]
- [6] Song J J, Zhang H M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5918 (in Chinese) [宋建军、张鹤鸣 2008 物理学报 **57** 5918]
- [7] Neamen D A 2003 *Semiconductor Physics and Devices* (New York: McGraw-Hill) p240
- [8] Luo X S, Chen G R 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 12 (in Chinese) [罗晓曙、陈关荣 2003 物理学报 **52** 12]
- [9] Zhou Y L, Luo X S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2978 (in Chinese)
- [10] Li M, Ma X K, Dai D, Zhang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1084 (in Chinese) [李明、马西魁、戴栋、张浩 2005 物理学报 **54** 1084]
- [11] Yang R, Zhang B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3789 (in Chinese) [杨汝、张波 2007 物理学报 **56** 3789]
- [12] Wang X M, Zhang B, Qiu D Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2728 (in Chinese) [王学梅、张波、丘东元 2008 物理学报 **57** 2728]
- [13] Gorbatyuk A V, Rodin P B 1992 *Solid State Electron.* **35** 1359
- [14] Benda V 2003 *Power Semiconductor Devices: Theory and Applications* (England: John Wiley) p56
- [15] Wacker A, Schöll E 1994 *Semicond. Sci. Technol.* **9** 592
- [16] Just W, Popovich S, Amann A, Baba N, Schöll E 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026222

Dynamic behavior of negative differential conductivity and chaotic phenomena in Si thyristor^{*}

Tan Ping-An^{1)(2)†} Zhang Bo¹⁾ Qiu Dong-Yuan¹⁾

1) (College of Electric Power, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

2) (College of Information Engineering, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

(Received 10 August 2009; revised manuscript received 18 November 2009)

Abstract

Stability and dynamic behavior of negative differential conductivity in thyristors are studied in this paper, which aims to clarify the mechanism of chaotic phenomena in the thyristor. Firstly, a spatio-temporal model of the thyristor is established, and the boundary condition of the system is obtained based on the linear stability analysis. The results show that the instability of thyristor is not only determined by the characteristics of negative differential conductivity, but also depends on the external conditions. Computer simulation is made to verify the proposed view for different external control parameters. The theoretical results are also confirmed by experimental measurements. So, the mechanism of chaotic phenomena in thyristor is clearly explained.

Keywords: thyristor, spatio-temporal chaos, negative differential conduction, current filamentation

PACC: 0545

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50937001), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2007AA05Z229), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50877028) and the Key Program of the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 8251064101000014).

† E-mail: tanpingan@126.com