材料、结构及工艺

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2022110503

GaN 压电半导体杆的非线性动态响应研究

谭　宁，马泽龙，张巧云*

（郑州大学 力学与安全工程学院，郑州 450001）

摘　要： 利用有限元分析方法，研究了 p 型 GaN 压电半导体杆在简谐力作用下的拉伸振动问题，得到了位移、电势和空穴浓度非线性动态响应的数值解，并分析了简谐力对 p 型 GaN 压电半导体杆力电耦合性能的调控作用。研究结果表明，简谐力显著地影响压电半导体杆内力电场的分布情况：由于电流密度中的电非线性项，电场和空穴浓度的分布失去对称性或反对称性；力电场在简谐力驱动下表现为周期性变化，但空穴浓度的动态响应表现为明显的非对称波动。

关键词： 压电半导体杆；非线性；动态拉伸；多场耦合

中图分类号： TN304.2　**文章编号：** 1001－5868(2023)01－0064－06

Study on Nonlinear Dynamic Response of GaN Piezoelectric Semiconductor Rod

TAN Ning, MA Zelong, ZHANG Qiaoyun

(School of Mechanics and Safety Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, CHN)

Abstract: The finite element method was used to study the problem of tensile vibration of p-type GaN piezoelectric semiconductor rod under the action of simple harmonic force. Numerical solutions for the nonlinear dynamic responses of displacement, electric potential and hole concentration were obtained. The modulating effect of simple harmonic force on p-type GaN piezoelectric semiconductor rod was analyzed. The results show that the simple harmonic force significantly affects the distribution of physical fields in the rod. The distributions of the electric field and hole concentration lose their symmetry or anti-symmetry due to the electrically nonlinear term in the current density. The electric fields exhibit periodic variations driven by the simple harmonic force. However, the dynamic response of hole concentration exhibits significant asymmetric fluctuations.

Key words: piezoelectric semiconductor rod; nonlinearity; dynamic stretching; multi-field coupling

0　引言

压电半导体（如 ZnO，GaN，AlN 等）因其独特的压电性与半导体特性的耦合性质，在新型智能和多功能电子器件领域具有重要的应用[1-2]。相较于通过施加偏置电压控制内部载流子运输的传统半导体材料，压电半导体可以通过压电效应来调控材料的半导体电学特性。早在 1960 年，Hutson[3] 在传统半导体材料中发现压电效应。随后发现 ZnO，ZnS 和 GaAs 等具有纤维锌矿型及闪锌矿型的半导体材料，普遍具有压电效应的特性[4]。早期的压电半导体材料的压电性非常微弱，极大地限制了压电半导体的应用和发展。直至 2006 年，王中林提出了利用压电势有效地调节和控制界面或结区的载流子输运过程的压电电子学效应[5]，极大地促进了压电半导体的开发和应用。近年来，学者们成功制备了各种压电半导体纳米结构[6-8]。典型的压电半导体

收稿日期：2022－11－05.

基金项目：国家自然科学基金项目（11702251）；河南省博士后科研基金项目（202003091）；河南省高等学校重点科研项目（22A130008）.

* **通信作者：**张巧云　**E-mail:** zhangqy@zzu.edu.cn

杆结构被广泛应用于各种微型化的压电半导体器件[9-12]。

为了更好地理解拉力作用下压电半导体杆的多场耦合行为，学者们为此进行了大量的研究工作。最初，在求解过程中，为方便计算进行了线性化处理，即采用载流子小扰动理论线性化本构方程[13]。Zhang 等[14]得到了轴向拉力作用下 ZnO 压电半导体杆内各物理场分布的解析解，结果表明两端附近的载流子浓度分布变化剧烈。然而，Yang 等[15]将线性解和非线性解进行对比，指出当机械载荷足够大时，小电子浓度扰动假设将会失效。Yang 等[16]基于非线性理论应用有限元方法研究了轴向拉力对压电半导体杆中的机电场和载流子浓度的影响。Liang 等[17]研究了非线性漂移电流项对 ZnO 纳米线发电机的输出电压和功率的影响。考虑到压电半导体杆结构在动载荷作用下的动态响应，Zhang 等[18]采用摄动法，研究了在弹性波作用下 ZnO 压电半导体杆中载流子的波动情况。Wang 等[19]和 Yang 等[20]基于线性本构关系，研究了 ZnO 压电半导体纳米线在轴向力作用下的拉伸振动问题。

基于以上研究背景，本文考虑电流密度中未知载流子浓度与未知电场形成的非线性项，研究了在简谐力作用下 p 型 GaN 压电半导体杆的拉伸振动问题。利用有限元方法，得到了位移、电势、空穴浓度分布规律和动态响应的数值解，并分析了简谐振幅对压电半导体杆力电耦合行为的调控作用。

1　基本方程和边界条件

如图 1 所示，考虑一个半径为 a，长为 $2L$，具有圆形截面的压电半导体杆，其尺寸满足 $L\gg a$。材料的 c 轴方向沿 z 方向。在笛卡尔坐标系中，坐标原点位于中间横截面的圆心处，杆的长度方向与 z 方向保持一致，施加的横向力 F_z 在 x-y 平面内。p 型压电半导体杆的本构方程为

$$\begin{cases}\sigma_{zz}=c_{33}\varepsilon_{zz}-e_{33}E_z\\ D_z=e_{33}\varepsilon_{zz}+\kappa_{33}E_z\\ J_z^p=q\mu_{33}^p pE_z-qD_{33}^p p_{,z}\end{cases}\tag{1}$$

式中，σ_{zz}，D_z 和 J_z^p 分别表示应力分量、电位移分量和电流密度分量；ε_{zz} 和 E_z 为应变分量和电场分量；c_{33}，e_{33} 和 κ_{33} 分别为弹性常数、压电常数和介电常数；p 代表空穴浓度，μ_{33}^p 和 D_{33}^p 分别为空穴迁移系数和空穴扩散系数，q(1.602×10^{-19} C)为元电荷。压电半导体杆的几何方程为

$$\begin{cases}\varepsilon_{zz}=u_{,z}\\ E_z=-\phi_{,z}\end{cases}\tag{2}$$

由运动方程、静电电荷方程、电荷守恒方程组成的平衡方程可写成

$$\begin{cases}\sigma_{zz,z}=\rho\ddot{u}\\ D_{z,z}=q(p-N_A^-)\\ J_{z,z}^p=-q\dot{p}\end{cases}\tag{3}$$

式中，ρ 为压电半导体材料的密度，N_A^- 表示受体杂质浓度。自然状态下，初始空穴浓度 p_0 等于 N_A^-，空穴浓度扰动 $\Delta p=p-p_0$。对于图 1 所示的模型，边界条件为

$$\begin{cases}\sigma_{zz}(\pm L)=F_z\\ D_z(\pm L)=0\\ J_z^p(\pm L)=0\end{cases}\tag{4}$$

对于 p 型压电半导体杆有如下全局电荷守恒条件：

$$\int_{-L}^{L}q(p-p_0)\mathrm{d}z=0\tag{5}$$

为了使位移 u 和电势 ϕ 唯一，设 $u(0)=0$，$\phi(L)=0$。此外，假定杆的初始状态为静态，那么初始条件可以描述为

$$\begin{cases}u=0\\ \Delta p=0\\ \dot{u}=0\\ t=0\end{cases}\tag{6}$$

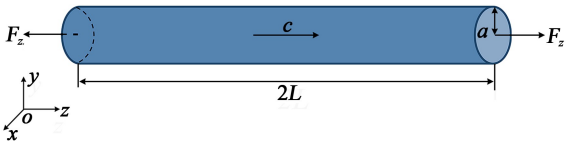


图 1　压电半导体杆模型

2　p 型压电半导体杆的有限元格式

基于变分原理和式(3)，给出如下控制方程的等效积分形式：

$$\begin{cases}\int_{-L}^{L}\delta u[\sigma_{zz,z}-\rho\ddot{u}]\mathrm{d}z=0\\ \int_{-L}^{L}\delta\phi[D_{z,z}-(p-p_0)]\mathrm{d}z=0\\ \int_{-L}^{L}\delta p(J_{z,z}^p+q\dot{p})\mathrm{d}z=0\end{cases}\tag{7}$$

式中，δu，$\delta\phi$ 和 δp 分别为虚位移、电势和空穴浓度。根据分部积分法，我们得到式(7)中等效积分的弱形式如下：

$$\begin{cases}\int_{-L}^{L}[\delta u_{,z}\sigma_{zz}+\rho\delta u\ddot{u}]\mathrm{d}z=\delta u\bar{\sigma}_{zz}\\ \int_{-L}^{L}[\delta\phi_{,z}D_z+q\delta\phi(p-p_0)]\mathrm{d}z=\delta\phi\bar{D}_z\\ \int_{-L}^{L}[\delta p_{,z}J_z^p-q\delta p\dot{p}]\mathrm{d}z=\delta p\bar{J}_z^p\end{cases}\tag{8}$$

式中，$\bar{\sigma}_{zz}$，$\bar{D}_z$ 和 $\bar{J}_z^p$ 分别为应力、电位移和电流密度的边界值。利用有限元方法分析压电半导体杆的动态拉伸问题时，选用两节点线性单元对一维结构进行离散。任意单元的广义位移 $\boldsymbol{u}$、广义节点位移 $\boldsymbol{u}_i$ 和形状函数 N_i 的关系为

$$\begin{cases}\boldsymbol{u}_i=\{u_i\quad\phi_i\quad p_i\}^{\mathrm{T}}\\ \boldsymbol{u}=\{u\quad\phi\quad p\}^{\mathrm{T}}=N_i\boldsymbol{u}_i\end{cases}\tag{9}$$

对于压电半导体杆，任意单元的广义应变 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 和应力 $\boldsymbol{\sigma}$ 为

$$\begin{cases}\boldsymbol{\varepsilon}=\{\varepsilon\quad\phi_{,z}\quad p_{,z}\}^{\mathrm{T}}=\boldsymbol{Bu}\\ \boldsymbol{\sigma}=\{\sigma_{zz}\quad D_z\quad J_z^p\}^{\mathrm{T}}=\boldsymbol{D\varepsilon}\end{cases}\tag{10}$$

其中，$\boldsymbol{B}$ 为 N_i 关于 z 的微分算子矩阵，$\boldsymbol{D}$ 为刚度矩阵，其形式为

$$\boldsymbol{D}=\begin{bmatrix}c_{33}&e_{33}&0\\ e_{33}&-\kappa_{33}&0\\ 0&-qp\mu_{33}^p&qD_{33}^p\end{bmatrix}\tag{11}$$

将式(9)和(10)代入式(8)中，可得

$$\delta\boldsymbol{u}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{T}-\int_{-L}^{L}\delta\boldsymbol{u}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{B}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{DBu}\,\mathrm{d}z=\int_{-L}^{L}\delta\boldsymbol{u}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{LNu}\,\mathrm{d}z\tag{12}$$

式中，$\boldsymbol{L}$ 为对 t 的微分算子矩阵，$\boldsymbol{T}$ 为广义边界载荷，其具体形式为

$$\boldsymbol{T}=\{\bar{\sigma}_{zz}\quad\bar{D}_z-qp_0\quad\bar{J}_z^{\mathrm{p}}\}^{\mathrm{T}}\tag{13}$$

根据最小势能原理和式(11)，得到控制方程的离散形式为

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{C}\dot{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{Ku}=\boldsymbol{f}\tag{14}$$

其中 $\boldsymbol{M}$，$\boldsymbol{C}$，$\boldsymbol{K}$ 和 $\boldsymbol{f}$ 分别表示质量矩阵、等效阻尼矩阵、等效刚度矩阵和等效节点力，具体形式如下

$$\begin{cases}\boldsymbol{M}=\int_{-L}^{L}\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{B}_{\sigma}\boldsymbol{N}\,\mathrm{d}z\\ \boldsymbol{C}=\int_{-L}^{L}\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{B}_{pn}\boldsymbol{N}\,\mathrm{d}z\\ \boldsymbol{K}=\int_{-L}^{L}(\boldsymbol{B}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{DB}+\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{B}_{\mathrm{d}}\boldsymbol{N})\,\mathrm{d}z\\ \boldsymbol{f}=\int_{-L}^{L}\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{T}\,\mathrm{d}z\end{cases}\tag{15}$$

其中，

$$\begin{cases}\boldsymbol{B}_{\sigma}=\begin{bmatrix}\rho&0&0\\0&0&0\\0&0&0\end{bmatrix},\boldsymbol{B}_d=\begin{bmatrix}0&0&0\\0&0&0\\0&0&q\end{bmatrix}\\ \boldsymbol{B}_{pn}=\begin{bmatrix}0&0&0\\0&0&0\\0&0&-q\end{bmatrix}\end{cases}\tag{16}$$

结合式(5)的电中性条件，并对其采用前文所述相同的方式进行离散。此时，得到压电半导体最终的运动方程为

$$\bar{\boldsymbol{M}}\ddot{\boldsymbol{u}}+\bar{\boldsymbol{C}}\dot{\boldsymbol{u}}+\bar{\boldsymbol{K}}\boldsymbol{u}=\bar{\boldsymbol{f}}\tag{17}$$

其中，

$$\begin{cases}\bar{\boldsymbol{K}}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{K}&\boldsymbol{G}^p\\(\boldsymbol{G}^p)^{\mathrm{T}}&0\end{bmatrix},\bar{\boldsymbol{C}}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{C}&0\\0&0\end{bmatrix}\\ \bar{\boldsymbol{M}}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{M}&0\\0&0\end{bmatrix},\bar{\boldsymbol{f}}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{f}\\\int_{-L}^{L}p_0\,\mathrm{d}z\end{bmatrix}\end{cases}\tag{18}$$

此时，$\boldsymbol{G}^p=\begin{bmatrix}0&0&\frac{L}{N_{\mathrm{E}}}&\cdots&0&0&\frac{2L}{N_{\mathrm{E}}}&\cdots\\0&0&\frac{L}{N_{\mathrm{E}}}&&&&&\end{bmatrix}^{\mathrm{T}}$，$N_{\mathrm{E}}$ 表示单元总数。

式(17)是一个关于时间的常微分方程组，采用 Newmark 法对时间域进行离散。在 Newmark 法中，t 与 $t+\Delta t$ 之间的广义位移关系为

$$\begin{cases}\dot{\boldsymbol{u}}_{t+\Delta t}=\dot{\boldsymbol{u}}_t+[(1-\gamma)\ddot{\boldsymbol{u}}_t+\gamma\ddot{\boldsymbol{u}}_{t+\Delta t}]\Delta t,0\leqslant\gamma\leqslant1\\ \boldsymbol{u}_{t+\Delta t}=\boldsymbol{u}_t+\dot{\boldsymbol{u}}_t\Delta t+[(0.5-\beta)\ddot{\boldsymbol{u}}_t+\beta\ddot{\boldsymbol{u}}_{t+\Delta t}]\Delta t^2,\\ 0\leqslant2\beta\leqslant1\end{cases}\tag{19}$$

其中，γ 和 β 是控制精度和稳定性的参数。本研究采用恒定平均加速度法，γ 和 β 均设为 0.5。将其代入式(17)，得到有效刚度矩阵 $\tilde{\boldsymbol{K}}$ 和节点力 $\tilde{\boldsymbol{f}}$ 为

$$\tilde{\boldsymbol{K}}=\bar{\boldsymbol{K}}+\alpha_0\bar{\boldsymbol{M}}+\alpha_1\bar{\boldsymbol{C}}\tag{20}$$

$$\tilde{\boldsymbol{f}}_{t+\Delta t}=\bar{\boldsymbol{f}}_{t+\Delta t}+\bar{\boldsymbol{M}}(\alpha_0\boldsymbol{u}_t+\alpha_2\dot{\boldsymbol{u}}_t+\alpha_4\ddot{\boldsymbol{u}}_t)+\bar{\boldsymbol{C}}(\alpha_1\boldsymbol{u}_t+\alpha_3\dot{\boldsymbol{u}}_t+\alpha_5\ddot{\boldsymbol{u}}_t)\tag{21}$$

式(20)和(21)中，$\alpha_0\sim\alpha_5$ 是与 γ 和 β 相关的参数，如下所示：

$$\begin{cases}\alpha_0=\frac{1}{\beta\Delta t},\alpha_1=\frac{\gamma}{\beta\Delta t},\alpha_3=\frac{1}{2\beta}-1\\ \alpha_4=\frac{\gamma}{\beta}-1,\alpha_5=\frac{\Delta t}{2}\left(\frac{\gamma}{\beta}-2\right)\end{cases}\tag{22}$$

需要注意的是，等效刚度矩阵 $\boldsymbol{K}$ 中存在未知量空穴浓度 p，因此式(17)中的微分方程不能直接用 Newmark 方法求解，每一个时间步都需进行非线性

迭代。迭代过程的具体步骤如下：

(1)考虑第 i 个时间步长，$t=i\Delta t$。首先设置 $n^{(0)}=n_0$，$p^{(0)}=p_0$，代入矩阵 $\boldsymbol{K}$。此时，式(17)转变为一个线性方程组。通过求解这些线性方程组，得到广义位移 $\boldsymbol{u}^{(1)}$ 的数值解；

(2)将 $n^{(1)}$ 和 $p^{(1)}$ 代入矩阵 $\boldsymbol{K}$ 中，再次求解式(17)，得到广义位移 $\boldsymbol{u}^{(2)}$ 的数值解，直到广义位移 $\boldsymbol{u}$ 满足

$$\mathrm{Max}\left(\left|\frac{u^{(i+1)}-u^{(i)}}{u^{(i+1)}}\right|,\left|\frac{\phi^{(i+1)}-\phi^{(i)}}{\phi^{(i+1)}}\right|,\frac{p^{(i+1)}-p^{(i)}}{p^{(i+1)}}\right)\leqslant\delta$$

时，迭代过程结束，本研究中 $\delta=1\times10^{-6}$。

3　数值结果与讨论

GaN 作为第三代半导体材料之一，因其优越的半导体特性被广泛应用于新型智能电子器件中。本节研究了如图 1 所示的长度 $L=2\ \mu\mathrm{m}$，初始载流子浓度 $p_0=10^{21}\ \mathrm{m}^{-3}$ 的 p 型 GaN 压电半导体杆结构，两端施加简谐力 F_z 的振动问题。GaN 的材料参数如表 1 所示。

表 1　GaN 的材料参数[21-22]

参数	数值
弹性系数 c_{33}/GPa	282
压电常数 e_{33}/(C·m^{-2})	0.61
介电常数 κ_{33}/(C·V^{-1}·m^{-1})	9.385×10^{-11}
密度 ρ/(kg·m^{-3})	6 070
空穴迁移系数 μ_{33}^{p}/(m^2·V^{-1}·s^{-1})	0.02
空穴扩散系数 D_{33}^{p}/(m^2·s^{-1})	5.17×10^{-4}

本文的数值算例均采用前文给出的有限元格式和迭代过程，在 MATLAB(R2017)中计算。为保证数值结果的收敛性，我们选取杆左端点($z=-L$)的空穴浓度 p 进行收敛性分析。假设压电半导体杆受到简谐力 $F_z=F_0\sin\omega t$，其中 $F_0=0.5\times10^7\ \mathrm{N/m^2}$，$\omega=1\times10^4\ \mathrm{Hz}$。由于位移 u 和电势 ϕ 的收敛速度大于空穴浓度 p 的收敛速度，所以不再对 u 和 ϕ 进行收敛分析。如图 2 所示，随着单元总数 N_E 的增加，p 逐渐趋于收敛。为了保证结果的精度和计算效率，将压电半导体杆离散为 $N_\mathrm{E}=500$ 个单元。

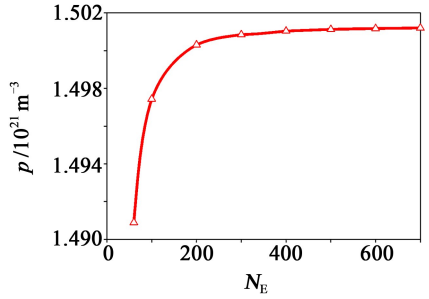


图 2　压电半导体杆左端点($z=-L$)空穴浓度 p 随 N_E 的变化

此外，为验证迭代有限元法的可靠性，本研究还借助多物理场耦合软件 COMSOL 对上述问题进行数值求解，并将有限元解与 COMSOL 数值解进行对比。对比结果如图 3 所示，可以看出迭代有限元方法得到的广义位移 U(即 u，ϕ 和 p)与 COMSOL 得到的结果吻合较好，两组数据之间的误差很小。

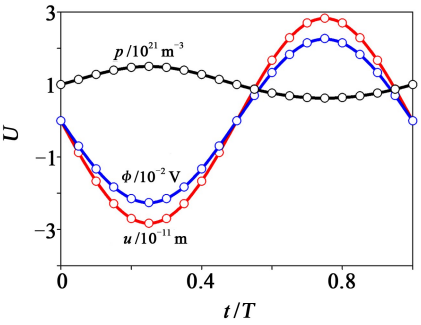
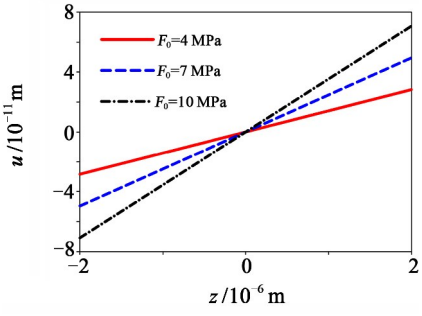


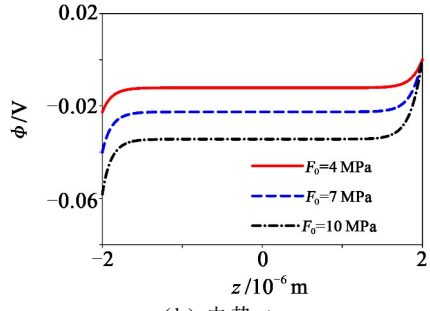
图 3　广义位移 U 在一个周期内的动态响应(实线代表 MATLAB 中有限元解，圆点代表 COMSOL 给出的数值解)

为了研究简谐力对 p 型压电半导体杆力电学行为的影响，本节在 $F_z=F_0\sin\omega$，$\omega=10^4\ Hz$，简谐振幅分别为 $F_0=4$ MPa，7 MPa 和 10 MPa 的加载条件下进行分析。

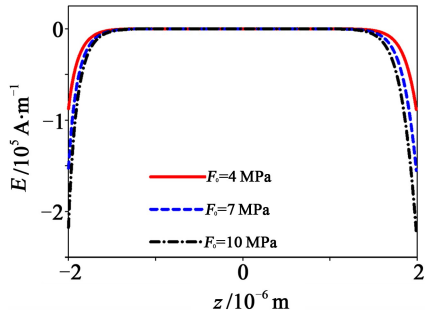
图 4(a)和(b)是弹性位移 u 和电势 ϕ 在 $t=T_0/4$，沿 z 方向的分布图。由图中可以看出，u 和 ϕ 随



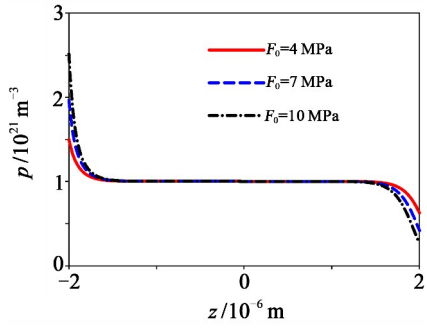
(a) 弹性位移 u



(b) 电势 ϕ

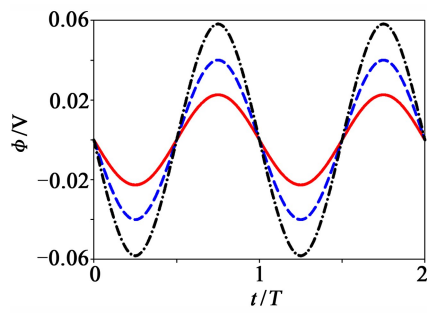


(c) 电场强度 E

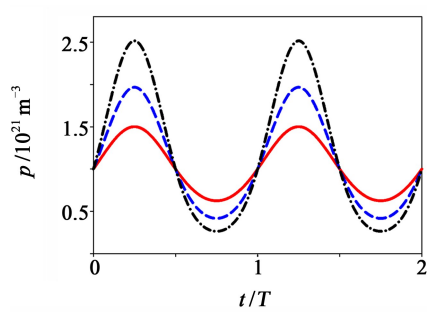


(d) 空穴浓度 p

图 4 不同 F_0 下压电半导体杆弹性位移 u、电势 ϕ、电场强度 E 和空穴浓度 p 沿 z 方向的分布



(b) 电势 ϕ

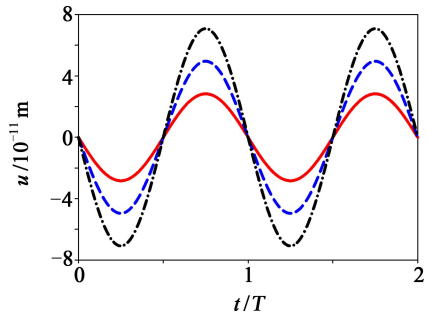


(c) 空穴浓度 p

图 5 不同 F_0 下压电半导体杆左端点($z=-L$)弹性位移 u、电势 ϕ 和空穴浓度 p 的动态响应

着简谐振幅 F_0 的增大而增大，而由正压电效应产生的压电极化电荷导致 ϕ 在杆两端附近变化更剧烈。电场强度 E 和空穴浓度 p 的分布如图 4(c)和(d)所示，由于在电流密度 J_z^p 中未知载流子浓度与未知电场形成的非线性项，使得 E 和 p 在 z 方向上的分布失去对称和反对称性。

接下来，作出在压电半导体杆左端点($z=-L$)处弹性位移 u、电势 ϕ 和空穴浓度 p 在两个周期内的振动曲线图。如图 5(a)所示，弹性位移 u 呈现周期性变化，简谐振幅 F_0 对弹性波有明显的放大作用。图 5(b)和图 5(c)分别是电势 ϕ 和空穴浓度 p 的动态响应曲线图，由图中可以看出，由于正压电效应和边界条件的约束，ϕ 和 p 表现出相反的振动趋势。另外，需要指出的是，p 在振动过程中的分布具有明显的不对称性。这是因为在波峰处，简谐力对压电半导体杆是拉伸力；在波谷处，简谐力对压电半导体杆是压缩力。拉伸力与压缩力的周期性变化，产生的压电极化电荷调节空穴不断地重新分布，空穴浓度 p 表现为不对称波动。这种振动特性可以应用于交变电流纳米发电机。



(a) 弹性位移 u

4 总结

本文基于压电半导体杆的非线性本构关系，利用有限元方法和直接迭代法研究了在简谐力作用下 p 型 GaN 压电半导体杆的动态响应问题。结果表明：由于电流密度存在电非线性项，从而电势、电场强度和空穴浓度在沿杆长方向上的分布失去对称性或反对称性；拉伸力与压缩力的周期性变化，调控载流子在压电半导体杆内做往返运动，且展现出明显的不对称波动。本文的研究为压电半导体电子器件的开发和应用提供一定的理论依据。此外，热效应可能对压电半导体杆的振动特性有重大影响，还需要展开相关研究来验证。

参考文献：

[1] Wang Zhonglin. Progress in piezotronics and piezo-phototronics[J]. Adv. Mater., 2012, 24(34): 4632-4646.

[2] Han Weihua, Zhou Yusheng, Zhang Yan, et al. Strain-gated

piezotronic transistors based on vertical zinc oxide nanowires [J]. ACS Nano, 2012, 6(5): 3760-3766.
[3] Hutson A R. Piezoelectricity and conductivity in ZnO and CdS [J]. Phys. Rev. Lett., 1960, 4(10): 505-507.
[4] White D L. Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductor[J]. J. Appl. Phys., 1962, 33(8): 2547-2554.
[5] Wang Zhonglin. The new field of nanopiezotronics[J]. Mater. Today, 2007, 10(5): 20-28.
[6] Wang Zhonglin. Zinc oxide nanostructures: growth, properties and applications[J]. J. Phys.: Conden. Matter, 2004, 16(25): 829-858.
[7] Wang Zhonglin. Piezopotential gated nanowire devices: piezotronics and piezo-phototronics[J]. Nano Today, 2010, 5(6): 540-552.
[8] Kumar B, Kim S W. Recent advances in power generation through piezoelectric nanogenerators[J]. J. Mater. Chem., 2011, 21(4): 18946-18958.
[9] Yang Rusen, Qin Yong, Dai Liming, et al. Power generation with laterally packaged piezoelectric fine wires[J]. Nat. Nanotechnol, 2009, 4(1): 34-39.
[10] Pradel K C, Wu Wenzhou, Ding Yong, et al. Solution-derived ZnO homojunction nanowire films on wearable substrates for energy conversion and self-powered gesture recognition[J]. Nano Lett., 2014, 14(12): 6897-6905.
[11] Zhou Yusheng, Hinchet R, Yang Ya, et al. Nano-newton transverse force sensor using a vertical GaN nanowire based on the piezotronic effect[J]. Adv. Mater., 2013, 25(6): 883-888.
[12] Fei Peng, Yeh P H, Zhou Jun, et al. Piezoelectric potential gated field-effect transistor based on a free-standing ZnO wire [J]. Nano Lett., 2009, 9(10): 3435-3439.
[13] Zhang Chunli, Wang Xiaoyuan, Chen Weiqiu, et al. Carrier distribution and electromechanical fields in a free piezoelectric semiconductor rod[J]. J. Zhejiang Univ-SC A, 2016, 17(1): 37-44.
[14] Zhang Chunli, Wang Xiaoyuan, Chen Weiqiu, et al. An analysis of the extension of a ZnO piezoelectric semiconductor nanofiber under an axial force[J]. Smart Mater. Struct., 2017, 26(2): 025030.
[15] Yang Guangying, Du Jiake, Wang Ji, et al. Extension of a piezoelectric semiconductor fiber with consideration of electrical nonlinearity[J]. Acta Mech., 2018, 229(11): 4663-4676.
[16] Yang Wanli, Hu Yuantai, Pan Ernian. Tuning electronic energy band in a piezoelectric semiconductor rod via mechanical loading[J]. Nano Energy, 2019, 66: 1041-1047.
[17] Liang Yuxing, Fan Shuaiqi, Chen Xuedong, et al. Nonlinear effect of carrier drift on the performance of an n-type ZnO nanowire nanogenerator by coupling piezoelectric effect and semiconduction[J]. Beilstein J. Nanotechnol., 2018, 9(1): 1917-1925.
[18] Zhang Chunli, Wang Xiaoyuan, Chen Weiqiu, et al. Propagation of extensional waves in a piezoelectric semiconductor rod[J]. AIP Adv., 2016, 6(4): 6045301.
[19] Wang Guolin, Liu Jinxi, Liu Xianglin, et al. Extensional vibration characteristics and screening of polarization charges in a ZnO piezoelectric semiconductor nanofiber[J]. J. Appl. Phys., 2018, 124(9): 094502.
[20] Yang Wanli, Hu Yuantai, Yang Jiashi. Transient extensional vibration in a ZnO piezoelectric semiconductor nanofiber under a suddenly applied end force[J]. Mater. Res. Express, 2019, 6(2): 025902.
[21] Zhao Minghao, Zhang Qiaoyun, Fan Cuiying. An efficient iteration approach for nonlinear boundary value problems in 2D piezoelectric[J]. Appl. Mathematical Modelling, 2019, 74: 170-183.
[22] Guo Mingkai, Lu Chunsheng, Qin Guoshuai, et al. Temperature gradient-dominated electrical behaviors in a piezoelectric PN junction[J]. J. Electron. Mater., 2021, 50(3): 947-953.

作者简介：

谭　宁(1997—)，女，黑龙江省齐齐哈尔市人，硕士研究生，主要研究领域为压电半导体的多场耦合性能；

张巧云(1986—)，女，河南省开封市人，博士，副教授，硕士研究生导师，主要研究方向为压电半导体、压电等多场材料性能分析的解析与数值方法。