文章编号：1000-5773(2011)01-0041-07

各向异性材料中二维 X 射线诱导热击波的数值模拟*

黄 霞[1]，汤文辉[1]，蒋邦海[1]，郭 弦[2]

(1. 国防科技大学理学院，湖南长沙 410073；
2. 西北核技术研究所，陕西西安 710024)

摘要：建立了正交各向异性材料二维率相关的弹塑性本构模型，采用有限元方法编写程序，对 X 射线辐照各向异性材料碳酚醛平板时诱导的热击波进行了二维数值模拟，讨论了热击波的传播规律。结果表明，在软 X 射线和硬 X 射线的辐照下，材料中的 X 射线热击波表现出不同的形貌，材料中热击波形成的机理、热击波峰值、X 射线穿透深度、汽化现象、拉伸强度等方面均存在很大差异。

关键词：X 射线；热击波；各向异性材料；本构关系；物态方程
中图分类号：O434.1 **文献标识码**：A

1 引 言

近年来，复合材料在许多领域得到了越来越广泛的应用，成为航空、航天等国防领域一种重要的工业材料。在航空、航天等领域中，材料的外部环境非常复杂，可能面临高速碰撞、射线辐照等动载荷环境。在脉冲 X 射线辐照下，大量射线能量迅速沉积在材料表层，由外向内迅速下降，材料内有很大的温度和压力梯度。另一方面，受照材料由于比内能的快速增大而发生绝热膨胀，当辐照量大时，迎光面的物质会发生汽化，汽化了的物质向外喷射，并对材料产生反冲作用，这些因素的共同作用将在材料内部形成非定常的应力波，即 X 射线热击波[1]。热击波传播到冲击阻抗较低的分界面或自由面时发生卸载，形成反向传播的稀疏波，它与入射热击波的稀疏段相互作用后产生拉伸应力，使得材料发生层裂或分层界面脱粘，从而造成材料的破坏[2]。此前，很多这方面的研究工作都是针对金属材料的，数值模拟多采用流体-各向同性理想弹塑性模型，随着复合材料在航天器中的大量应用，了解由 X 射线脉冲引起的热击波在复合材料中的传播规律，对正确评估其对热击波的防护能力，加强航天器的安全性，具有重要意义，所以在数值模拟中迫切需要能准确描述复合材料力学性能的本构模型。20 世纪 90 年代以来，有关研究单位的研究结果表明，利用各向同性本构模型数值模拟得到的金属中 X 射线热击波应力峰值的衰减曲线与实验结果符合较好，而对复合材料则是实验比数值模拟衰减快，我们认为这是在进行数值模拟时把复合材料用各向同性本构模型近似所带来的偏差。既然各向异性和应变率相关性是大多数复合材料的力学特性，它们不可避免地将对 X 射线热击波的传播规律带来影响，因此数值模拟中使用的本构模型应该计及这些特征。此外，很多航天器结构为圆柱壳体形状，当高空核爆炸产生的 X 射线辐照航天器侧面时，可简化为平面应变问题[3]。由此可见，对各向异性材料中的二维 X 射线诱导热击波

* **收稿日期**：2009-10-12；**修回日期**：2010-01-21
基金项目：国家自然科学基金资助项目(11072262)
作者简介：黄 霞(1984—)，女，博士，主要从事高能粒子束引起的材料和结构响应等方面的研究工作.
E-mail：hx_1984.4@163.com

传播规律进行研究是十分必要的。

本研究建立了正交各向异性材料二维率相关的弹塑性动态本构模型，采用有限元方法编写程序，以碳酚醛为例，模拟软、硬 X 射线辐照正交各向异性材料时所诱导的二维热击波，给出了各向异性材料中热击波传播的规律和特点。

2 二维正交各向异性弹塑性本构模型

对于正交各向异性材料，存在 3 个材料主轴方向(用 1、2、3 表示)，考虑到在平面应变(以 1-2 平面应变为例)条件下，$\varepsilon_{33}=\varepsilon_{13}=\varepsilon_{23}=0$，$\sigma_{13}=\sigma_{23}=0$。在弹性变性阶段，应力-应变关系利用 Hooke 定律来描述，即

$$\begin{cases}\sigma_{11} = c_{11}\varepsilon_{11}+c_{12}\varepsilon_{22}\\ \sigma_{22} = c_{12}\varepsilon_{11}+c_{22}\varepsilon_{22}\\ \sigma_{33} = c_{13}\varepsilon_{11}+c_{23}\varepsilon_{22}\\ \sigma_{12} = c_{44}\varepsilon_{12}\end{cases} \tag{1}$$

式中：c_{ij} 为与材料的弹性模量、泊松比和剪切模量相关的刚度矩阵系数。

在塑性变形时，应力状态与变形路径或历史有关，应力、应变之间没有一一对应的关系，但应力增量与弹性应变增量之间满足 Hooke 定律，因此本构关系用增量形式表达。应变增量可分解为弹性应变增量和塑性应变增量，即 $\mathrm{d}\varepsilon_{ij}=\mathrm{d}\varepsilon_{ij}^{\mathrm{e}}+\mathrm{d}\varepsilon_{ij}^{\mathrm{p}}$，有

$$\begin{pmatrix}\mathrm{d}\sigma_{11}\\ \mathrm{d}\sigma_{22}\\ \mathrm{d}\sigma_{33}\\ \mathrm{d}\sigma_{12}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}c_{11}&c_{12}&c_{13}&0\\ c_{12}&c_{22}&c_{23}&0\\ c_{13}&c_{23}&c_{33}&0\\ 0&0&0&c_{44}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{d}\varepsilon_{11}^{\mathrm{e}}\\ \mathrm{d}\varepsilon_{22}^{\mathrm{e}}\\ \mathrm{d}\varepsilon_{33}^{\mathrm{e}}\\ \mathrm{d}\varepsilon_{12}^{\mathrm{e}}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}c_{11}&c_{12}&c_{13}&0\\ c_{12}&c_{22}&c_{23}&0\\ c_{13}&c_{23}&c_{33}&0\\ 0&0&0&c_{44}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{d}\varepsilon_{11}-\mathrm{d}\varepsilon_{11}^{\mathrm{p}}\\ \mathrm{d}\varepsilon_{22}-\mathrm{d}\varepsilon_{22}^{\mathrm{p}}\\ -\mathrm{d}\varepsilon_{33}^{\mathrm{p}}\\ \mathrm{d}\varepsilon_{12}-\mathrm{d}\varepsilon_{12}^{\mathrm{p}}\end{pmatrix} \tag{2}$$

对于各向同性材料，大多数冲击动力学程序将容变律和畸变律解耦处理，反映在算法上就是将静水压和偏应力分别利用物态方程和本构关系来计算；但是对于各向异性材料它们不能简单解耦，因为静水压可能导致形状改变，而应力偏量也会造成体积变化。因此，为了体现与各向同性情况的区别，在各向异性本构模型中，将使用平均正应力 p($p=(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$)代替各向同性材料中静水压的概念(本文中将应力、应变均定义为压为正，拉为负)，使得正交各向异性材料的平均正应力和偏应力在形式上可以解耦，便于在计算程序中应用[4-5]。将应力 σ_{ij} 分解为平均正应力 p 和偏应力 S_{ij}，即 $\sigma_{ij}=p\delta_{ij}+S_{ij}$，同时应变 ε_{ij} 分解为体应变 θ($\theta=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}$)和偏应变 e_{ij}，即 $\varepsilon_{ij}=\frac{1}{3}\theta\delta_{ij}+e_{ij}$。根据 $p=\frac{1}{3}(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ 可知，在弹性变形阶段平均正应力的基本形式为

$$p=(c_{11}+3c_{12}+c_{13}+2c_{22}+2c_{23})\frac{\theta}{9}+(c_{11}+c_{13}-c_{22}-c_{23})\frac{e_{11}}{3} \tag{3}$$

根据 $\mathrm{d}p=\frac{1}{3}(\mathrm{d}\sigma_{11}+\mathrm{d}\sigma_{22}+\mathrm{d}\sigma_{33})$ 可知，在塑性变形阶段平均正应力增量的基本形式为

$$\begin{aligned}\mathrm{d}p=&(c_{11}+3c_{12}+c_{13}+2c_{22}+2c_{23})\frac{\mathrm{d}\theta}{9}+(c_{11}+c_{13}-c_{22}-c_{23})\frac{\mathrm{d}e_{11}}{3}-\\ &(c_{11}+c_{12}+c_{13})\frac{\mathrm{d}\varepsilon_{11}^{\mathrm{p}}}{3}-(c_{12}+c_{22}+c_{23})\frac{\mathrm{d}\varepsilon_{22}^{\mathrm{p}}}{3}-(c_{13}+c_{23}+c_{33})\frac{\mathrm{d}\varepsilon_{33}^{\mathrm{p}}}{3}\end{aligned} \tag{4}$$

为了使平均正应力的表达式既能反映体积变化非线性效应，又能体现出材料的各向异性特征，可引入修正的物态方程进行计算[4]。由于 X 射线辐照过程既要描述温度相对较低的冲击压缩状态，也要处理 X 射线能量沉积和流体动力学运动相互耦合所形成的状态，因而本工作使用 PUFF 物态方程进行描述，具体形式为(5)式和(6)式。

压缩区

$$\begin{cases} p = p_{\mathrm{H}} + \rho\Gamma(E - E_{\mathrm{H}}) \\ p_{\mathrm{H}} = \dfrac{\rho_0 c_0^2 (1 - v/v_0)}{[1 - s(1 - v/v_0)]^2}, \quad E_{\mathrm{H}} = \dfrac{1}{2} p_{\mathrm{H}} (v_0 - v) \end{cases} \tag{5}$$

膨胀区

$$p = \rho\left[\gamma - 1 + (\Gamma_0 - \gamma + 1)\sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}\right]\left[E - E_s\left\{1 - \exp\left[N\frac{\rho_0}{\rho}\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right)\right]\right\}\right] \tag{6}$$

式中:v 是比体积;ρ 是密度,$\rho = 1/v$;Γ 是 Grüneisen 系数,c_0、s 为材料的冲击波速度 D 与波后质点速度 u 的关系式 $D = c_0 + su$ 中的拟合实验参数;γ 为比热比;$N = c_0^2/\Gamma E_s$,E_s 为升华能。

将(5)式和(6)式展开成关于 $\theta(\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} \approx (v_0 - v)/v)$ 的多项式级数,结合(3)式,可获得既能反映材料体积变化的非线性特征,又能体现材料各向异性强度效应的修正物态方程[4],由此得到弹性变形阶段中压缩区和膨胀区的修正平均正应力如下

$$p = A_1'\theta + \left(A_2 - \frac{\Gamma}{2}A_1\right)\theta^2 + \left(A_3 - \frac{\Gamma}{2}A_2\right)\theta^3 + (\rho_0\Gamma + \rho_0\Gamma\theta)E + \frac{1}{3}(c_{11} + c_{13} - c_{22} - c_{23})e_{11} \tag{7}$$

$$p = B_1'\theta + B_2\theta^2 + B_3\theta^3 + \left(\rho_0\Gamma + \frac{3}{2}\rho_0\Gamma\theta\right)E - \frac{\gamma - 1}{2}\rho_0\theta E + \frac{1}{3}(c_{11} + c_{13} - c_{22} - c_{23})e_{11} \tag{8}$$

在塑性变形阶段,结合(4)式,压缩区和膨胀区的修正平均正应力增量为

$$\begin{aligned} \mathrm{d}p = {} & A_1'\mathrm{d}\theta + 2\left(A_2 - \frac{\Gamma}{2}A_1\right)\theta\mathrm{d}\theta + 3\left(A_3 - \frac{\Gamma}{2}A_2\right)\theta^2\mathrm{d}\theta + \rho_0\Gamma E\mathrm{d}\theta + (\rho_0\Gamma + \rho_0\Gamma\theta)\mathrm{d}E + \\ & \frac{1}{3}(c_{11} + c_{13} - c_{22} - c_{23})\mathrm{d}e_{11} - \frac{1}{3}(c_{11} + c_{12} + c_{13})\mathrm{d}\varepsilon_{11}^{\mathrm{p}} - \\ & \frac{1}{3}(c_{12} + c_{22} + c_{23})\mathrm{d}\varepsilon_{22}^{\mathrm{p}} - \frac{1}{3}(c_{13} + c_{23} + c_{33})\mathrm{d}\varepsilon_{33}^{\mathrm{p}} \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \mathrm{d}p = {} & B_1'\mathrm{d}\theta + 2B_2\theta\mathrm{d}\theta + 3B_3\theta^2\mathrm{d}\theta + \left(\frac{3\rho_0\Gamma E}{2} - \frac{\gamma - 1}{2}\rho_0 E\right)\mathrm{d}\theta + \left(\rho_0\Gamma + \frac{3\rho_0\Gamma\theta}{2} - \frac{\gamma - 1}{2}\rho_0\theta\right)\mathrm{d}E + \\ & \frac{1}{3}(c_{11} + c_{13} - c_{22} - c_{23})\mathrm{d}e_{11} - \frac{1}{3}(c_{11} + c_{12} + c_{13})\mathrm{d}\varepsilon_{11}^{\mathrm{p}} - \\ & \frac{1}{3}(c_{12} + c_{22} + c_{23})\mathrm{d}\varepsilon_{22}^{\mathrm{p}} - \frac{1}{3}(c_{13} + c_{23} + c_{33})\mathrm{d}\varepsilon_{33}^{\mathrm{p}} \end{aligned} \tag{10}$$

其中

$$\begin{aligned} & A_1 = \rho_0 c_0^2, \quad A_2 = \rho_0 c_0^2(2s - 1), \quad A_3 = \rho_0 c_0^2(3s^2 - 4s + 1), \\ & B_1 = \rho_0 c_0^2, \quad B_2 = -\frac{B_1}{2} - \frac{\gamma - 1}{2\Gamma}B_1 + \frac{B_1}{2}N \\ & B_3 = \frac{5B_1}{24} + \frac{5}{8}\frac{\gamma - 1}{\Gamma}B_1 - \left(\frac{5}{4} + \frac{1}{4}\frac{\gamma - 1}{\Gamma}\right)B_1 N + \frac{1}{6}B_1 N^2 \\ & A_1' = B_1' = \frac{1}{9}(c_{11} + 3c_{12} + c_{13} + 2c_{22} + 2c_{23}) \end{aligned}$$

$A_1'(B_1')$反映材料的各向异性,称为等效体积摸量,在各向同性的极限条件下退化为体积模量 $A_1(B_1)$。

弹性阶段的偏应力 S_{ij} 可根据(1)式并结合 $S_{ij} = \sigma_{ij} - [(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3]\delta_{ij}$ 求得,例如

$$S_{11} = (2c_{11} + 3c_{12} - c_{13} - 2c_{22} - 2c_{23})\frac{\theta}{9} + (2c_{11} - 3c_{12} - c_{13} + c_{22} + c_{23})\frac{e_{11}}{3} \tag{11}$$

塑性阶段的偏应力增量 $\mathrm{d}S_{ij}$ 可根据(2)式并结合 $\mathrm{d}S_{ij} = \mathrm{d}\sigma_{ij} - [(\mathrm{d}\sigma_{11} + \mathrm{d}\sigma_{22} + \mathrm{d}\sigma_{33})/3]\delta_{ij}$ 求得,例如

$$\begin{aligned} \mathrm{d}S_{11} = {} & (2c_{11} + 3c_{12} - c_{13} - 2c_{22} - 2c_{23})\frac{\mathrm{d}\theta}{9} + (2c_{11} - 3c_{12} - c_{13} + c_{22} + c_{23})\frac{\mathrm{d}e_{11}}{3} - \\ & (2c_{11} - c_{12} - c_{13})\frac{\mathrm{d}\varepsilon_{11}^{\mathrm{p}}}{3} - (2c_{12} - 2c_{22} - 2c_{23})\frac{\mathrm{d}\varepsilon_{22}^{\mathrm{p}}}{3} - (2c_{13} - c_{23} - c_{33})\frac{\mathrm{d}\varepsilon_{33}^{\mathrm{p}}}{3} \end{aligned} \tag{12}$$

其它偏应力分量表达式可同理获得。

以上公式中的塑性应变增量需通过屈服准则求解，对于正交各向异性材料，采用 Tsai-Hill 屈服准则判断材料是否进入塑性阶段，其基本形式为

$$F=\frac{\sigma_{11}^2}{Y_{11}^2}+\frac{\sigma_{22}^2}{Y_{22}^2}+\frac{\sigma_{33}^2}{Y_{33}^2}+\frac{\sigma_{12}^2}{Y_{12}^2}+\overline{Y}_{33}\sigma_{11}\sigma_{22}+\overline{Y}_{22}\sigma_{11}\sigma_{33}+\overline{Y}_{11}\sigma_{22}\sigma_{33}-1=0 \tag{13}$$

式中：$\overline{Y}_{11}=\frac{1}{Y_{11}^2}-\frac{1}{Y_{22}^2}-\frac{1}{Y_{33}^2}$，$\overline{Y}_{22}=\frac{1}{Y_{22}^2}-\frac{1}{Y_{11}^2}-\frac{1}{Y_{33}^2}$，$\overline{Y}_{33}=\frac{1}{Y_{33}^2}-\frac{1}{Y_{22}^2}-\frac{1}{Y_{11}^2}$；$Y_{11}$、$Y_{22}$、$Y_{33}$、$Y_{12}$ 分别为材料 3 个主方向上的屈服强度和 1-2 平面内的剪切屈服强度。

考虑到率相关性[6-7]，有$[(F+1)/R^2]-1=0$，其中应变率因子 $R(\dot{\varepsilon})=1+\beta\ln(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0)$，$\beta$ 为通过实验获得的参数，$\dot{\varepsilon}_0$ 为参考应变率，并且认为应变率 $\dot{\varepsilon}$ 为等效塑性应变率 $\dot{\bar{\varepsilon}}_{\mathrm{p}}=\sqrt{\frac{2}{3}\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}}$。于是得到率分离形式的屈服准则为 $f=\dot{\varepsilon}_0\exp\left[\frac{1}{\beta}\left(\sqrt{F+1}-1\right)\right]-\dot{\bar{\varepsilon}}_{\mathrm{p}}=0$。根据正交法则，有

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}=\dot{\lambda}\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}}=\dot{\lambda}\dot{\varepsilon}_0\exp\left[\frac{1}{\beta}\left(\sqrt{F+1}-1\right)\right]\left(\frac{1}{2\beta\sqrt{F+1}}\right)D_{ij} \tag{14}$$

式中：$D_{ij}=\frac{\partial F}{\partial\sigma_{ij}}$，$\lambda$ 为塑性流动因子。

根据 $\dot{\bar{\varepsilon}}_{\mathrm{p}}=\sqrt{\frac{2}{3}\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}}=\sqrt{\frac{2}{3}\dot{\lambda}^2\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}\dot{\varepsilon}_{ij}^{\mathrm{p}}}$，可得 $\dot{\lambda}=\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}_{\mathrm{p}}}{\sqrt{\frac{2}{3}\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}}\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}}}}$。由一致性法则可知，当材料发生塑性变形时，应力状态始终处于屈服面上，即 $f=0$ 恒成立，有 $\dot{\bar{\varepsilon}}_{\mathrm{p}}=\dot{\varepsilon}_0\exp\left[\frac{1}{\beta}\left(\sqrt{F+1}-1\right)\right]$，可得到

$$\dot{\lambda}=\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}_{\mathrm{p}}}{\sqrt{\frac{2}{3}\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}}\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}}}}=\frac{2\beta\sqrt{F+1}}{\sqrt{\frac{2}{3}D_{ij}D_{ij}}} \tag{15}$$

式中：$D_{ij}D_{ij}=D_{11}^2+D_{22}^2+D_{33}^2+2D_{12}^2$。

于是根据(14)式塑性应变率可顺利求解，等价于得到了塑性应变增量，至此，弹塑性阶段的平均正应力及偏应力均能根据相应的公式获得。这样的弹塑性本构模型既考虑了率相关效应，又考虑了压缩和膨胀过程中体积变化的非线性特征以及材料的各向异性强度效应，因而能够比较客观地反映材料的真实变化。

3 单位质量的能量沉积

X 射线与物质的相互作用实质是 X 射线光子与物质原子间的相互作用。其主要的相互作用过程是光电效应和 Compton 散射，同时伴随有荧光效应和次级散射效应。考虑平行的 X 射线沿 x 方向垂直入射到二维平板上的情况。若初始能通量为 φ_0，则经过距离 x 后的光谱能量为

$$\varphi(x)=\varphi_0\int_0^{\infty}f(\lambda,T)\exp[-\mu(\lambda)\rho x]\mathrm{d}\lambda \tag{16}$$

式中：$f(\lambda,T)=\frac{c_1}{\lambda^5}\frac{1}{\exp(c_2/\lambda T)-1}$ 为 Plank 函数；$c_1=3.7416\times10^{-16}\ \mathrm{W\cdot m^2}$，$c_2=0.014388\ \mathrm{m\cdot K}$，分别为第一和第二辐射常数；$\lambda$ 为 X 光波长；T 为黑体谱温度；ρ 为材料密度；$\mu(\lambda)$为材料对波长为 λ 的质量吸收系数，其大小取决于光电效应和 Compton 散射。

为了便于进行数值计算，连续的能谱要分解成若干单色光，波长的上、下限也要进行合理截断。于是(16)式可化为 $\varphi(x)=\varphi_0\sum_j w_j\exp[-\mu(\lambda)\rho-x]$。其中 w_j 为第 j 组单色光所占整个能谱的百分数。由此可以算出 $x\cdot(x+\Delta x)$，$y\cdot(y+\Delta y)$单元内单位质量的能量沉积为

$$\Delta E=\frac{[\varphi(x)-\varphi(x+\Delta x)]\Delta y}{\rho\Delta x\Delta y}=\frac{\varphi(x)-\varphi(x+\Delta x)}{\rho\Delta x} \tag{17}$$

4　算例及分析

以碳酚醛(以下简称 TF)板为例,模拟在脉冲 X 射线作用下的热击波传播。TF 材料是一种纤维增强型复合材料,其 3 个主轴方向分别为纤维布经向(Warp)、纬向(Fill)和材料厚度方向(Thickness),用 1、2、3 表示材料主轴坐标系,用 x、y、z 表示系统坐标系,初始时两个坐标系统重合,并且将 x 方向取为材料厚度方向(Thickness),y 方向取为材料经向(Warp),z 方向取为材料纬向(Fill),如图 1 所示。取 TF 板 x 方向上的尺寸为 1 cm,y 方向的尺寸为 2 cm,z 方向的尺寸远大于 x、y 方向上的尺寸,X 射线平行于 x 方向入射,则该辐照问题可简化为平面应变问题,模型如图 2 所示。数值模拟中所需要的材料参数参见文献[8]。X 射线能谱分别取 $kT=1$ keV 和 3 keV 的黑体谱,初始能通量取为418 J/cm^2,辐照时间谱为宽度为 0.1 μs 的矩形谱。图 3 给出了 TF 材料中对称轴线 $y=1$ cm 上 σ_{xx} 沿 x 方向的空间分布图,图 4、图 5 给出了二维平面内的 σ_{xx} 等值云图。

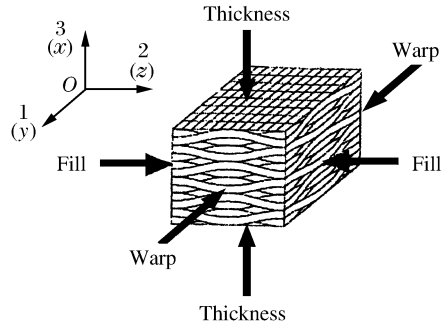


图 1　复合材料主方向及其铺层

Fig. 1　Principal directions and lamina of the composite

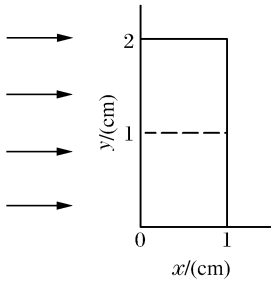
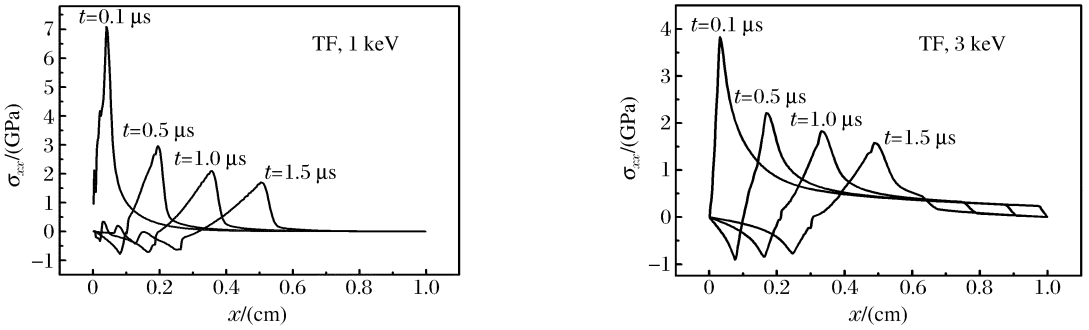


图 2　用于数值模拟的简化模型

Fig. 2　A simplified model for numerical simulation



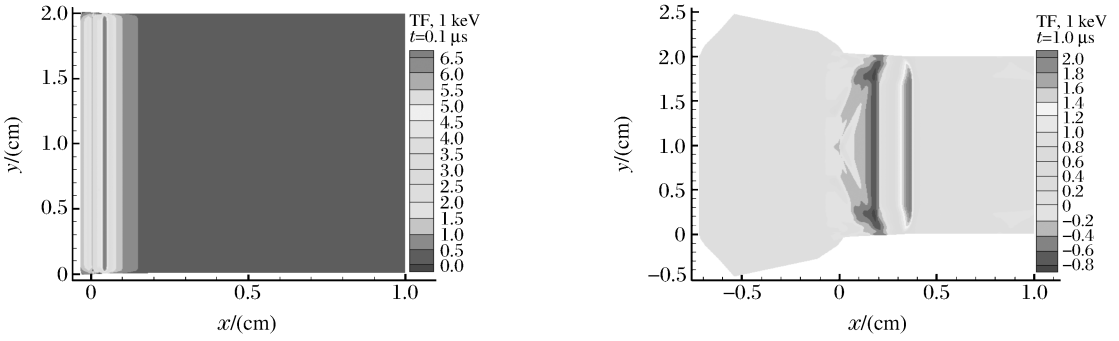
(a)　　(b)

图 3　不同黑体谱 X 射线辐照下沿 TF 对称轴线上 σ_{xx} 的应力空间分布

Fig. 3　The stress wave along symmetry axis of TF under radiation of X-ray with different blackbody spectra

由图 3 可看出,在不同硬度谱 X 射线辐照下,热击波的波形均近似为三角形波,热击波的半高宽随波的传播略有展开,材料表面附近压力较高,随着波的传播应力峰值逐渐减小。但是在 1 keV 的软 X 射线辐照下,射线穿透深度极浅,能量主要集中在表层附近,根据计算结果显示,材料表层发生了汽化现象,由于汽化反冲与热形变的共同作用,热击波主要表现为压缩波,因此表层的峰值压力很大,衰减很快。在 3 keV 的硬 X 射线辐照下,射线穿透较深,材料未发生汽化现象,热击波主要是由热形变引起的,伴随压缩波后产生了拉伸波,如果 X 射线谱足够硬,能通量足够大,该拉伸波将足够强,因此它的传播可造成靶内任意位置的拉伸断裂。

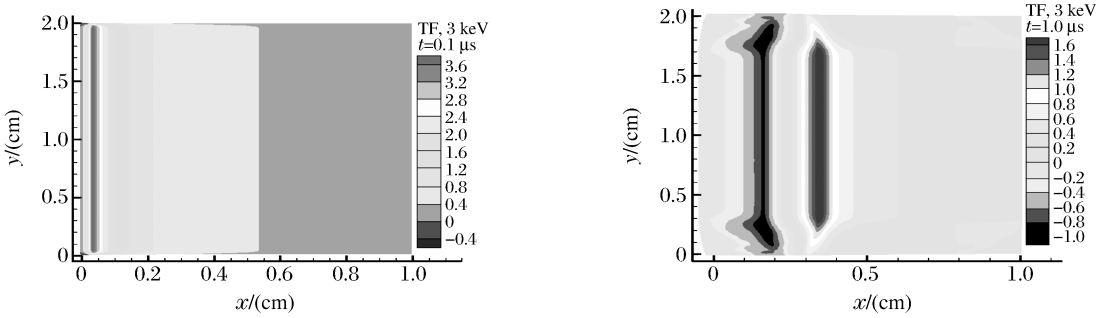
从图 4 和图 5 的等值图中可以很直观地看出，3 keV 的硬 X 射线在材料中的穿透深度比 1 keV 的软 X 射线深得多；在 1 keV 的 X 射线辐照下材料发生了汽化现象，在 3 keV 的 X 射线辐照下，无汽化现象，其拉伸强度更大。由于是二维模型，上下两侧的自由边界的稀疏现象也是很明显的，应力波传播呈现出明显的二维特征。



(a) (b)

图 4 1 keV 黑体谱 X 射线辐照下 TF 材料中 σ_{xx}(GPa)的等值云图

Fig. 4 σ_{xx} (GPa) contours of TF under radiation of X-ray with 1 keV blackbody spectrum



(a) (b)

图 5 3 keV 黑体谱 X 射线辐照下 TF 材料中 σ_{xx}(GPa)的等值云图

Fig. 5 σ_{xx} (GPa) contours of TF under radiation of X-ray with 3 keV blackbody spectrum

5 结 论

利用正交各向异性二维动态弹塑性本构模型编写程序，以 TF 材料为例，模拟了各向异性材料中的脉冲 X 射线诱导热击波，得到以下结论。

(1) 采用的弹塑性本构模型既考虑了率相关效应，也考虑了压缩和膨胀过程中体积变化的非线性特征以及材料的各向异性强度效应，能够比较客观地反映材料的真实变化。

(2) TF 材料中的 X 射线诱导热击波有两种机理，即热形变和汽化反冲。在软 X 射线辐照下出现汽化反冲现象，主要表现为压缩波；在硬 X 射线辐照下，X 射线穿透较深，诱导热击波由热形变引起，导致强拉伸现象，成为对材料破坏的主要原因。

(3) 在软硬 X 射线辐照下 TF 中的热击波形貌，如热击波峰值、X 射线穿透深度、汽化现象、拉伸强度等方面，存在很大差别。

(4) 应力波传播表现出二维特点。

References:

[1] Tang W H, Zhang R Q, Zhao G M. Thermal Shock Wave Induced by Impulsive X-Ray [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1995, 9(2): 107-110. (in Chinese)
汤文辉,张若棋,赵国民. 脉冲 X 射线诱导的热击波 [J]. 高压物理学报, 1995, 9(2): 107-110.

[2] Zhang R Q, Tang W H, Zhao G M. Numerical Calculation of Thermal Wave Induced by X-Ray [J]. Nuclear Hardening, 1993, 10(1): 15-23. (in Chinese)
张若棋,汤文辉,赵国民. X 射线热击波的数值计算 [J]. 抗核加固, 1993, 10(1): 15-23.

[3] Zhou N, Qiao D J. Materials Dynamics under Pulse Beam Radiation [M]. National Defence Industry Press, 2002: 401-404. (in Chinese)
周　南,乔登江. 脉冲束辐照材料动力学 [M]. 国防工业出版社, 2002: 401-404.

[4] O'Donoghue P E, Anderson C E Jr, Friesenhahn G J, et al. A Constitutive Formulation for Anisotropic Materials Suitable for Wave Propagation Computer Programs [J]. Journal of Composite Materials, 1992, 26(13): 1860-1884.

[5] Anderson C E Jr, O'Donoghue P E, Skerhut D. A Mixture Theory Approach for the Shock Response of Composite Materials [J]. Journal of Composite Materials, 1990, 24: 1159-1178.

[6] Jiang B H, Zhang R Q. Strain Rate-Dependent Tsai-Hill Strength Criteria for a Carbon Fiber Woven Reinforced Composite [J]. Explosion and Shock Waves, 2006, 26(4): 333-338. (in Chinese)
蒋邦海,张若棋. 一种碳纤维织物增强复合材料应变率相关的各向异性强度准则 [J]. 爆炸与冲击, 2006, 26(4): 333-338.

[7] Li Y C, Tan F L, Yao L, et al. Thermo-Viscoplastic Constitutive Relation of Damaged Materials with Application [J]. Explosion and Shock Waves, 2004, 24(4): 289-298. (in Chinese)
李永池,谭福利,姚　磊,等. 含损伤材料的热粘塑性本构关系及其应用 [J]. 爆炸与冲击, 2004, 24(4): 289-298.

[8] Jiang B H. Research on Dynamic Constitutive Model for an Orthotropic Woven Fiber-Reinforced Composite and Thermal Shock Wave [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2006. (in Chinese)
蒋邦海. 正交织物复合材料的动态本构模型及热激波研究 [D]. 长沙:国防科技大学, 2006.

The Numerical Simulation of 2-D Thermal Shock Wave Induced by X-Ray in Anisotropic Material

HUANG Xia[1], TANG Wen-Hui[1], JIANG Bang-Hai[1], GUO Xian[2]

(1. *College of Science, National University of Defense Technology, Changsha* 410073, *China*;
2. *Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an* 710024, *China*)

Abstract: Using anisotropic elasto-plastic constitutive model, the 2-D thermal shock wave induced by X-ray in anisotropic material is simulated by finite element method, and the thermal shock wave propagation rules are discussed. The results show that the thermal shock wave exhibits different shapes under the radiation of soft and hard X-ray, and there are great differences in some other aspects, such as thermal shock wave forming mechanism, wave peak value, penetration depth of X-ray, gasification phenomenon, tensile intensity and so on.

Key words: X-ray; thermal shock wave; anisotropic material; constitutive relation; equation of state