文章编号：1000-5773(2003)02-0117-05

强流质子束辐照形成的冲击波*

王同权，张若棋，汤文辉，肖亚斌

（国防科学技术大学理学院，湖南长沙 410073）

摘要：对强流质子束在铝材料中引起的冲击波进行了数值模拟，其中强流质子束在铝中的能量沉积行为采用蒙特卡罗方法模拟，而能量的非均匀沉积后引起的力学效应采用一维流体弹塑性模型进行计算。计算给出了强流质子束在铝材料中的能量沉积曲线和引起的冲击波的时间演化规律。

关键词：冲击波；强流质子束；蒙特卡罗方法

中图分类号：O347.5；O571.33 **文献标识码**：A

1 引 言

随着惯性约束核聚变和高能密度物理以及美国的加速器产氚计划的实施，强流质子束辐照引起的材料的辐照效应研究在近几年备受关注[1]，而强流质子束辐照引起的材料力学效应研究还相对缺乏。我们采用蒙特卡罗方法模拟强流质子束在铝材料中的能量沉积过程，然后采用一维流体弹塑性模型进行力学效应的耦合计算，模拟了几种不同束流参数的强流质子束在铝材料中引起的冲击波，为相关的研究提供了数值模拟方法和部分基本规律的认识。

2 能量沉积的蒙特卡罗模拟[2]

强流质子束粒子入射到靶材料之中，粒子在穿越物质材料时通过与材料中的电子和原子的碰撞逐渐损失能量，能量损失过程的特征可用单位长度上的能量损失$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$来描述，$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$又称为阻止本领。入射粒子损失掉的能量的一部分使材料中原子的内部自由度激发，一部分使材料原子产生整体运动，这两部分能量损失分别称为非弹性能量损失和弹性能量损失。

弹性能量损失又称为核阻止本领，用$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{n}}$表示，而非弹性能量损失又通常被称为电子阻止本领，用$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{e}}$表示。所以有

$$-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x=(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{n}}+(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{e}} \tag{1}$$

入射粒子同靶原子的单次弹性散射后的能量转移为

$$T(\theta)=\frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}E_0\sin^2\frac{\theta}{2} \tag{2}$$

式中：M_1、M_2分别为入射粒子和靶原子质量，E_0为入射粒子初始动能，θ为质心系下的散射角（极角），它与实验室系下的散射角φ的关系为

$$\tan\varphi=\frac{M_2\sin\theta}{M_1+M_2\cos\theta} \tag{3}$$

* **收稿日期**：2002-07-21；**修回日期**：2002-10-08

基金项目：国家部委基金资助项目(98J11.2.2.KG0126)；国防科技大学科研项目(JC02-02-010)

作者简介：王同权(1970—)，男，博士研究生，讲师.

而方位角 ψ 为 0 到 2π 之间随机均匀分布，因此可以抽样得到

$$\psi = 2\pi R_n \tag{4}$$

式中 R_n 为 0 到 1 之间的随机数。在实际的计算中，离子在材料中的输运以靶材料入射面的法线为参考方向。离子运动与参考方向的夹角为 α，在第 i 次随机游动之后这个夹角的余弦为

$$\cos\alpha_i = \cos\alpha_{i-1}\cos\varphi_i + \sin\alpha_{i-1}\sin\varphi_i\cos\psi_i \tag{5}$$

然而高能入射粒子在材料中的能量损失却主要源于非弹性碰撞，高能粒子在材料中的非弹性碰撞导致电离效应。对于能量损失的非弹性部分可以利用玻恩近似方法得到 Beth-Bloch 公式计算

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{e}} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_{\mathrm{e}} v_0^2} N Z_2 \left[\ln\left(\frac{2m_{\mathrm{e}}v_0^2}{I}\right) + \ln\left(\frac{1}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2}\right] \tag{6}$$

式中：Z_1 为入射粒子原子序数、Z_2 为靶核的原子序数，N 为靶核的原子数密度，β 为相对论因子，m_{e} 为电子质量、v_0 为入射粒子的速度、I 为平均电离势、C 为壳修正参数。

蒙特卡罗模拟方法(M-C 方法)通过计算机模拟跟踪一大批入射粒子的运动，粒子的位置、能量损失以及次级粒子的各种参数都在整个跟踪过程中存储下来，最后得到各种所需物理量的期望值和相应的统计误差。在 M-C 方法计算过程中采用连续慢化假设，即入射质子与材料靶原子核的碰撞采用两体碰撞描述，这一部分主要导致入射质子运动轨迹的曲折，能量损失来自于弹性能量损失部分，而在两次两体碰撞之间认为入射质子与材料中的电子作用连续均匀地损失能量，能量损失来自于非弹性能量损失部分。两次两体碰撞之间的距离以及碰撞后的参数通过随机抽样得到。

本研究采用上述方法自行编制了蒙特卡罗 FORTRAN 程序 RADDAM，在 VISIUAL FORTRAN 编译系统下实现了强流质子束入射下在铝材料中的能量沉积分布的计算。

3 力学效应的计算

在理想流体弹塑性模型下，一维平面对称情况下的 Lagrange 运动微分方程组为[3,4]

$$u = \partial R/\partial T \tag{7}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial(\sigma+q)}{\partial r} = 0 \tag{8}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + (\sigma+q)\frac{\partial v}{\partial t} = e_{\mathrm{R}} \tag{9}$$

$$v = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial R}{\partial r} \tag{10}$$

$$\sigma = p + s_{\mathrm{D}} \tag{11}$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial s_{\mathrm{D}}}{\partial t} = 2G\left(\dfrac{1}{3v}\dfrac{\partial v}{\partial t} - \dfrac{\partial u}{\partial R}\right) & |s_{\mathrm{D}}| < \dfrac{2}{3}Y \\ s_{\mathrm{D}} = \pm\dfrac{2}{3}Y & |s_{\mathrm{D}}| \geqslant \dfrac{2}{3}Y \end{cases} \tag{12}$$

$$p = p(e, v) \tag{13}$$

$$q = \begin{cases} a_1^2\rho(\Delta u)^2 + a_2\rho a\,|\Delta u| & \Delta u < 0 \\ 0 & \Delta u \geqslant 0 \end{cases} \tag{14}$$

式中：R 是 Euler 坐标，r 是 Lagrangian 坐标，u 是质点速度，t 是时间，v 是比容，s_{D} 是应力偏量，σ 是总应力，p 是流体静水压强，e_{R} 是单位质量的物质在单位时间里吸收的能量，G 是剪切模量，Y 是屈服强度，ρ_0 是初始密度，e 是比内能。方程(13)是 Puff 物态方程。q 是人工粘性力，本文中采用的是 Wilkins 形式。其中 $a = (pv)^{1/2}$，a_1 和 a_2 为人工粘性系数。

力学效应部分的计算采用了自行编制的 FORTRAN 程序 DRAM1D 在 VISIUAL FORTRAN 编译系统下实现。

4　计算结果与分析

图 1 为几种不同能量质子束辐照在铝材料中的能量沉积密度曲线。可以看出,强流质子束的能量沉积随着入射质子束能量的增加,能量沉积峰向材料内部深入,能量沉积峰位置在入射质子射程附近,该能量峰也称 Bragg 峰。图 2、图 3、图 4 为不同能量的质子束辐照铝材料(厚度为 1 cm)引起的冲击波波形随时间变化,其中入射质子流能通量都是 418 J/cm^2。我们的计算结果中与周南发表的文章中几个可以比较的结果都较好的符合[5],图 5 为周南等发表的计算结果,图 2、图 3 的计算条件与图 5 的计算条件相同,通过对比可以看出传播的冲击波形和波幅都很一致,相互独立的编程和计算得到的计算结果互相得到了验证,因此可以说计算结果是可信的。

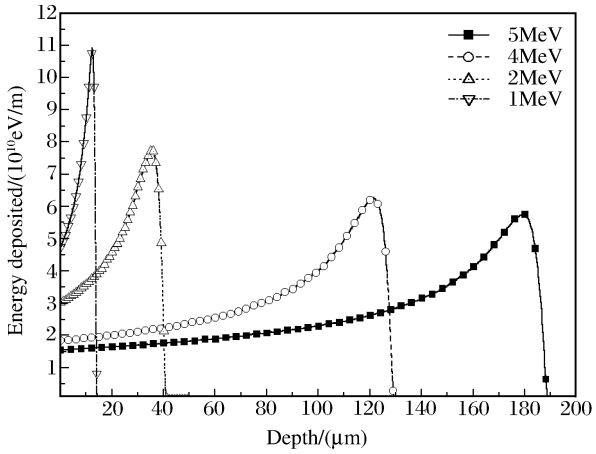


图 1　质子束在铝中的能量沉积曲线

Fig. 1　Energy deposition by proton beams in Al slab

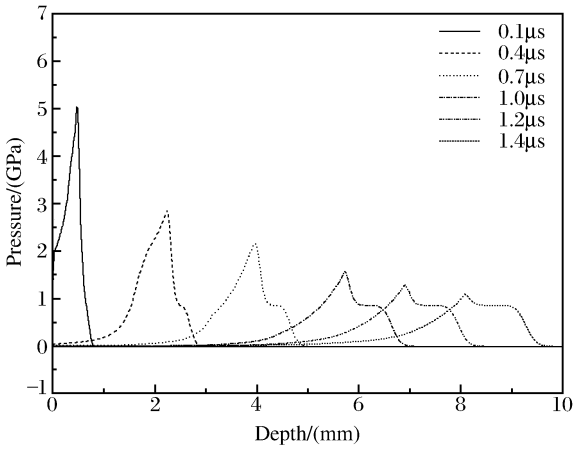


图 2　1 MeV 质子束在铝中形成的冲击波

Fig. 2　Shock waves in Al slab induced by 1 MeV proton beam at different times

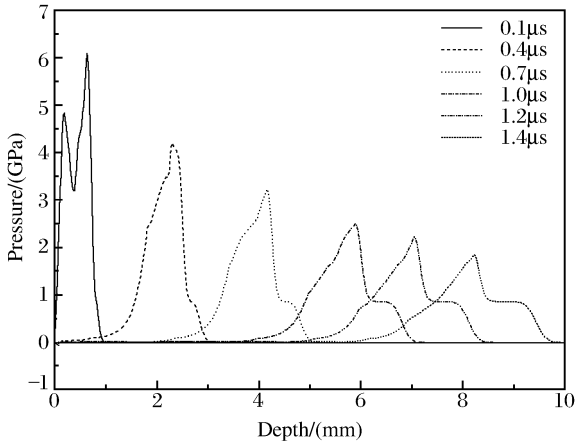


图 3　5 MeV 质子束在铝中形成的冲击波

Fig. 3　Shock waves in Al slab induced by 5 MeV proton beam at different times

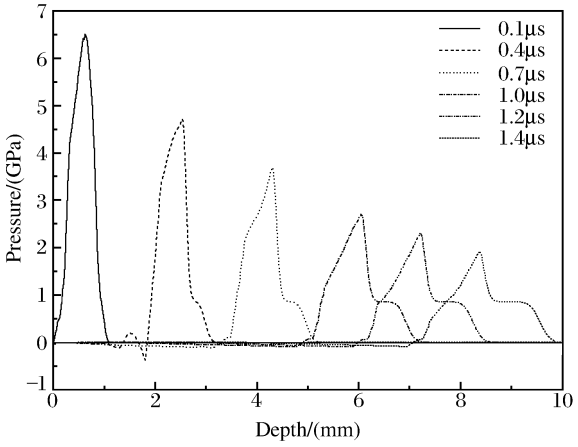


图 4　7 MeV 质子束在铝中形成的冲击波

Fig. 4　Shock waves in Al slab induced by 7 MeV proton beam at different times

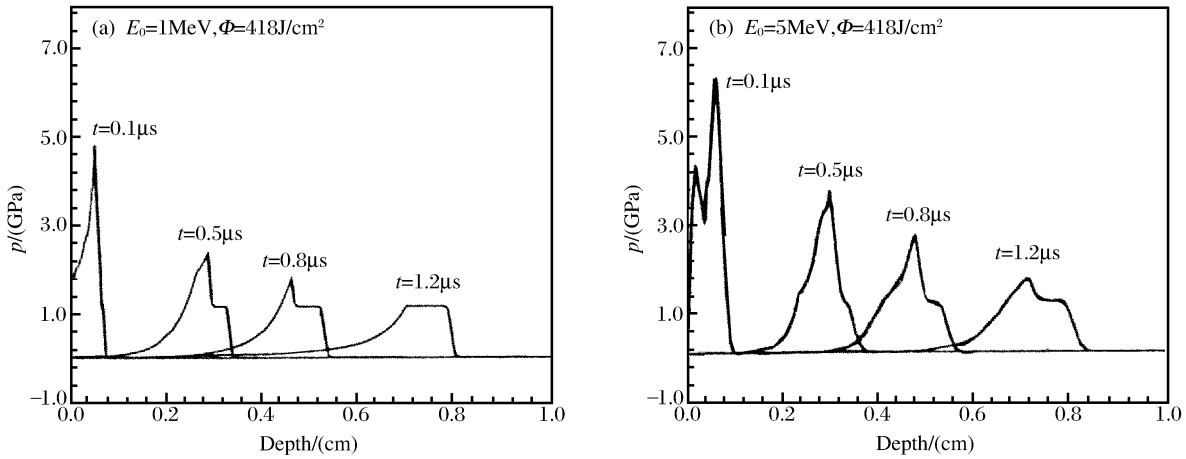


图 5 单能质子辐照铝靶时热激波的形成[5]

Fig. 5 Evolution of the thermal shock wave in an Al target irradiated by the single energy proton[5]

从计算结果可以看出,入射质子流能量为 1 MeV 时形成的初始冲击波为单峰结构,这主要是当入射质子能量较低时,质子束能量沉积在入射面表层,冲击波的形成源于入射面的汽化反冲和能量非均匀沉积引起的热形变。随着入射质子流能量增加,初始冲击波向双峰结构过渡,当入射质子流能量达到 5 MeV 时,初始冲击波为明显的双峰结构,这时初始冲击波的形成源于离入射面 0.17 mm 附近发生汽化和材料内部能量非均匀沉积引起的热形变,因而初始冲击波具有双峰结构;当入射质子流能量达到 7 MeV 时,初始冲击波又成了单峰结构,这时入射面没有汽化,初始冲击波的形成源于材料内部能量非均匀沉积的热形变,因而初始冲击波又成为单峰结构。

从图 2、图 3、图 4 还可以看出,相同能通量入射但是不同能量的质子束形成的冲击波峰值随入射的质子能量增大而增高,形成的冲击波在传播过程中的衰减率也随入射质子能量的变化有所不同。数值模拟的结果得到的强流质子束产生冲击波的机理与电子束、X 射线的机理类似[5],但是形成的冲击波在材料中的传播行为明显不同,强流质子束形成的冲击波在材料中传播过程时中有一个前驱波平台,因为形成平台的弹性前驱波以纵波速度推移[6],其速度快于冲击波,因此随着时间的后推,平台越来越展宽。而这一弹性前驱波在以往所研究的电子束、X 射线的辐照情况下没有发现[3,7],其根本原因在于强流质子束的能量沉积的 Bragg 峰特性,而 X 射线的能量沉积峰接近指数下降规律,电子束的能量沉积峰下降也略缓慢。因此强流质子束形成的初始冲击波阵面陡峭,导致了这种明显的弹性前驱波,这也是强流质子束与以往所研究电子束、X 射线形成的冲击波在材料中的传播行为的最大区别。

在论文进展过程中得到了赵国民博士、王尚武教授的诸多指点和帮助,深表感谢。

References:

[1] Corzine R K. Radiation Damage Calculation for the Production of Tritium Program [D]. North Carolina State University, 1999.

[2] Wang T Q, Zhang R Q, Shen Y P, et al. The Monte Carlo Simulation of the High Energy Ions Transport in Materials [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2001, 23(1): 105－109. (in Chinese)
王同权,张若棋,沈永平,等. 高能离子在材料中输运的蒙特卡罗模拟 [J]. 国防科技大学学报, 2001, 23(1): 105－109.

[3] 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 射线诱导的热激波 [J]. 高压物理学报,1995,9(2):107－110.

[4] Zhang R Q,Tang W H,Zhao G M,et al. Several Influential Factors on Numerical Simulated Results for the X-ray Thermal Shock Waves [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,1998,12(3):161－167. (in Chinese)
张若棋,汤文辉,赵国民,等. 影响 X 光热激波数值模拟结果的若干因素 [J]. 高压物理学报,1998,12(3):161－167.

[5] Zhou N,Niu S L,Ding S,et al. Study on Thermal-Mechanical Effects Generated by Strong Pulse Ion Beam [J]. High Power Laser and Particle Beams,2000,12(2):249－253. (in Chinese)
周　南,牛胜利,丁　升,等. 强脉冲离子束辐照热-力学效应研究 [J]. 强激光与粒子束,2000,12(2):249－253.

[6] Xu M L,Zhang R Q,Zhang G Y. Study of Stress Wave propagation in Laminated Media Using MOC [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,2000,14(3):182－188. (in Chinese)
徐明利,张若棋,张光莹. 用元胞法研究层合材料中的应力波 [J]. 高压物理学报,2000,14(3):182－188.

[7] Peng C X,Lin P,Tan H M,et al. Application of PVDF for Thermal Shock Wave Measurement in Materials Radiated by Electron Beam [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2002, 16(1):7－16. (in Chinese)
彭常贤,林　鹏,谭红梅,等. PVDF 在电子束辐射材料产生的热激波测量中的应用 [J]. 高压物理学报,2002,16(1):7－16.

Shock Wave Induced by High-Energy Proton Beams

WANG Tong-Quan,ZHANG Ruo-Qi,TANG Wen-Hui,XIAO Ya-Bin

(*College of Science*,*National University of Defense Technology*,*Changsha* 410073,*China*)

Abstract: The numerical simulation of the shock wave induced by intense proton beams were presented in this paper,the energy deposition process of the intense proton beams in Al were simulated by Monte Carlo method,and the coupled mechanical process induced by the energy deposition were simulated by use of one dimensional fluid-elastic-plastic model. Some results such as the energy deposition profile of the intense proton beams and the evolution of the induced shock wave were obtained.

Key words: shock wave;high intense proton beams;Monte Carlo method