

文章编号: 1001-1455(2003)04-0331-06

爆炸容器内冲击波系演化及壳体响应的数值研究*

张亚军¹, 张梦萍², 徐胜利¹, 张 鹏³

(1. 中国科学技术大学力学和机械工程系, 安徽 合肥 230026;

2. 中国科学技术大学数学系, 安徽 合肥 230026;

3. 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要: 对中心装药爆炸后冲击波的产生、传播和壳体动态响应全过程进行了数值研究。认为 RDX 瞬时爆炸, 爆炸近场采用自相似解; 冲击波传播和波系演化采用 PPM (the Piecewise Parabolic Method) 格式求解 Euler 方程; 壳体响应采用有限元方法求解拉氏坐标系下由虚功原理得到的动力学方程。壳体内壁面边界条件分别采用强耦合和弱耦合方法处理。结果表明: (1) 当装药量相同时, 薄壁壳体振型比厚壁壳体复杂得多, 振幅也大; (2) 当装药量不同, 壳体厚度相同时, 爆炸场冲击波的演化过程不同; (3) 对少量装药, 产生的冲击波强度低, 壳体变形小, 是否考虑内边界运动, 对计算结果的影响不大; (4) 在本文条件下, 爆炸容器封头顶点所受的载荷最大, 是最易发生破坏的地方, 侧壁与爆点所在横截面的交线, 也易破坏。

关键词: 爆炸力学; 冲击波系演化; PPM; 爆炸容器; 壳体响应

中图分类号: O347.5

国标学科代码: 130.35

文献标志码: A

1 引 言

爆炸容器在研究爆轰和爆炸效应、爆炸加工和废弹药处理等方面有着广泛的应用^[1~2]。对单次使用的爆炸容器, 允许发生一定的塑性变形; 对重复使用的爆炸容器, 则要求其变形在弹性范围内。研究爆炸容器主要存在两方面的问题: (1) 爆炸流场的计算。爆炸载荷的确定依赖于爆炸场的求解, 也直接影响着后续壳体响应的计算和安全性评估的可靠性。对高能炸药的爆炸近场, 本文中也采用自相似方法求解; 容器内冲击波的传播及其沿壁面反射, 需采用数值求解。(2) 壳体动力学响应。本文中, 基于 HONDO 程序^[3], 修改部分模块, 从而在不同耦合方式下, 确定冲击波在内壁面反射点位置和载荷大小。

爆炸流场的计算和壳体动力学过程是相互耦合的, 即壳体变形与邻近气体网格的爆炸场参数相互影响。对爆炸容器问题的研究, 国外开展较早, 对爆炸场、圆柱壳和球壳在冲击载荷作用下的振型及破坏研究较多, 国内研究开展较晚^[1~2]。钟方平^[2]对爆炸场演化、壳体振型和振动模态进行了数值研究。爆炸场采用 NND 格式计算, 壳体振型计算采用 ADINA 程序, 该研究主要采用分段解耦的方法。张鹏^[4]对容器爆炸场和壳体动力学全过程进行了整体计算。采用点爆炸自相似解作为初始条件, 冲击波传播和演化过程采用 PPM 格式^[5], 用改进后的 HONDO 程序计算厚壁壳体中应力波的传播, 但壳体内壁仍作为刚性壁处理, 即弱耦合方式处理内边界条件。本文在此基础上, 着重考察壳体变形和爆炸场的强耦合作用影响, 即考虑内边界的变化对爆炸场和壳体的影响, 对炸药爆炸、冲击波传播和演化过程以及壳体动力学响应全过程进行了整体计算。

2 控制方程

2.1 爆炸流场控制方程

采用点爆炸模型分析高能炸药爆炸, 将点爆炸场的一维非定常守恒方程简化为常微分守恒方程组,

* 收稿日期: 2001-10-08; 修回日期: 2003-04-03

基金项目: 学校高水平大学建设基金项目

作者简介: 张亚军(1979—), 男, 硕士研究生。

采用四阶 Runge-Kutta 法求得自相似解^[4]。爆炸中场的冲击波传播用轴对称积分型 Euler 方程描述

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \rho d r d z + \iint \left(\frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial G}{\partial z} \right) d r d z = \iint H d r d z \tag{1}$$

式中: $U = (\rho, u, v, E)^T$, $F = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho u(E+p))^T$, $G = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho v(E+p))^T$, $H = -\rho u(\rho, u, v, E+p)^T / r$; ρ, p, E 分别代表密度、压力以及单位体积总能, u, v 分别表示径向 r 和轴向 z 的速度分量。气体状态方程为

$$p = (\gamma - 1)(E - (\rho(u^2 + v^2)/2))$$

式中: γ 为比热比。

2.2 壳体响应的控制方程

对体积为 V 的壳体内的介质,在 Lagrange 坐标系下,由虚功原理得^[3]

$$\int_V \rho \ddot{x}^k x_k dV + \int_V t^{km} x_{k,m} dV - \int_V \rho f^k x_k dV - \int_{S^0} s^k x_k dA = 0 \tag{2}$$

运用 Gauss 定理,由方程(2)可得

$$\int_V (\rho \ddot{x}^k - t^{km}_{,m} - \rho f^k) x_k dV + \int_{S^0} (t^{km}_+ - t^{km}_-) n_m x_k dA + \int_{S^1} (t^{km}_+ n_m - s^k) x_k dA = 0 \tag{3}$$

式中:方程(2)右端依次为惯性力、内应力、体力和表面力所作的虚功,左端为总的虚功。积分在控制单元内进行, ρ 为密度, \ddot{x}^k 为加速度, x_k 为虚位移, $x_{k,m} = \partial x_k / \partial x^m$, $t^{km}_{,m} = \partial t^{km} / \partial x^m$, t^{km} 为 Cauchy 应力, f 为当前位置上的体力密度, s^k 为作用在单元外表面 S^1 上的表面力, t^{km}_+ 和 t^{km}_- 为体内单元交界面 S^0 上的应力, dA 为壳体单元内表面 S^0 、外表面 S^1 上的面积微元, n_m 为单元交界面 S^0 的外法向。由方程(2)、(3)得控制方程

$$t^{km}_{,m} + \rho f^k = \rho \ddot{x}^k; \quad t^{km}_+ = t^{km}_- \quad \text{沿 } n_m \text{ 方向,在 } S^0 \text{ 上}; \quad t^{km}_+ n_m = s^k \quad \text{在 } S^1 \text{ 上} \tag{4}$$

固体本构关系采用增量型本构关系,弹性部分: $\dot{\epsilon}_{ij} = D_{ijkl} \dot{\epsilon}_{kl}$, 塑性部分采用 J_2 流动理论的线性硬化模型。 $\dot{\epsilon}_{ij}$ 、 D_{ijkl} 和 $\dot{\epsilon}_{kl}$ 分别是应力率、弹性模量矩阵和应变率。

2.3 定解条件

(1) 爆炸场计算。爆炸中场的初始条件采用自相似解,即将一维自相似解映射到二维流场中。边界条件:采用强耦合方式处理壳体和气体的动边界。如图 1 所示, A, B 为 t 时刻边界上的节点, P, Q 为 A, B 在 $t + \Delta t$ 时刻对应的位置。气体和固体边界点上的压力和法向速度相等,切向速度采用插值法求得,温度取绝热条件。

(2) 壳体响应计算。初始条件:采用无载荷作用的静止状态。容器内壁受的压力载荷等于邻近的爆炸气体的超压,外壁不受载荷。

除特别说明外,本文中均采用强耦合方式处理壳体内边界条件。

3 数值方法

利用 Gauss 定理,方程(1)改写为

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \rho d r d z = - \int_A \rho s \cdot n dA + \iint H d r d z \tag{5}$$

式中: $s = Fe_r + Ge_z$, e_r, e_z 分别为 r, z 方向的单位基矢量;曲面 A 是控制体 V 的外边界, n 是 dA 的单位外法线,采用有限体积法求解。在任意形状四边形网格上,方程(5)的差分方程为

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{V_{i,j}} \sum_{k=1}^4 (F_k^n A_k n_{kx} + G_k^n A_k n_{ky}) + \Delta t \cdot H_{i,j}^n \tag{6}$$

式中:下标 i, j 表示 r, z 方向的节点编号。方程(6)的通量是在网格边界上取值,即位于 r, z 方向的半

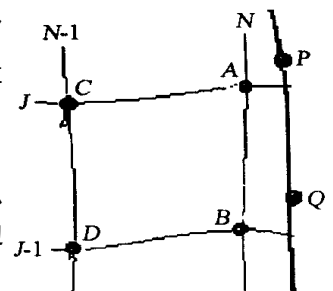


图 1 壳体内壁边界条件
Fig. 1 Boundary of inner wall

节点。数值通量采用三阶精度的 PPM 格式获得。

壳体求解方法是：在 Lagrange 坐标系内的四边形网格上，用有限元法求解方程 (4) 第一式，然后将结果映射到 Euler 坐标系下^[3]。

4 计算结果与分析

4.1 计算域和计算网格

如图 2(a) 所示，取容器的 1/4 为计算域。图中尺寸为与容器内半径 (213mm) 相对的量纲一尺寸。装药 (RDX, 黑索金) 位置在容器中心。计算网格：内爆炸场取 129 × 231，薄壁壳体 (壁厚 2.13mm) 取 6 × 359，厚壁壳体 (壁厚 9.8mm) 取 51 × 359。计算网格如图 2(b) 所示。

4.2 1g RDX 爆炸后的计算结果

图 3 给出 1g RDX 爆炸后的等压线分布。图 3(a) 给出了 $t=0$ (t 为量纲一时间) 时刻 (对应自相似解结束时) 的等压线分布。图 3(b) 表明：球面冲击波未到达爆炸容器的内壁面。随着计算时间的推进，稀疏波区变宽，冲击波后压力逐渐衰减。比较图 3(a) 和图 3(b)，波后最大压力 p (均指量纲一压力，下同) 从 36.736 下降到 2.2402。图 3(c) 表明：反射点沿壳体内壁面不断上移，入射波波后的稀疏波和左行的反射激波相互作用。图 3(d) 表明：当 $t=0.77414$ 时，向中心传播的反射激波到达点爆炸中心区后。由于该区域温度高、密度低且声速大，反射激波在该区形成自爆心向外传播的激波，称为二次激波。该二次激波与右侧壁面的反射激波发生透射，形成复杂的波系结构 (图 3(e))。图 3(f) 表明：在封头顶点附近，沿 z 轴上传播的马赫杆产生复杂反射，等压线变得紊乱，图 3(g) 表明：当 $t=2.2314$ 时，马赫杆到达封头顶点，封头顶点压力最大值约 3.772。此后，随着计算时间的推进，波系逐渐耗散。

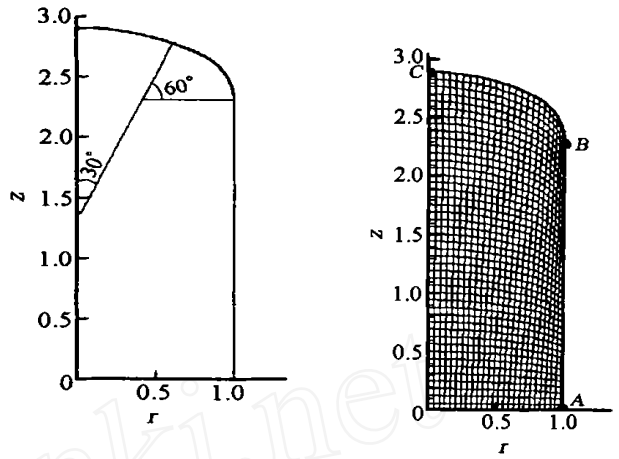


图 2(a) 计算域
Fig. 2(a) Computation domain

图 2(b) 网格分布
Fig. 2(b) Grids

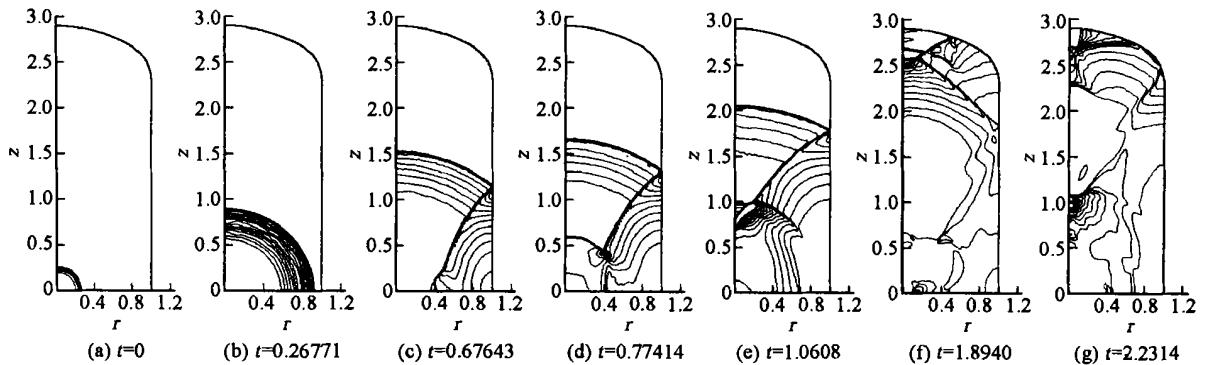
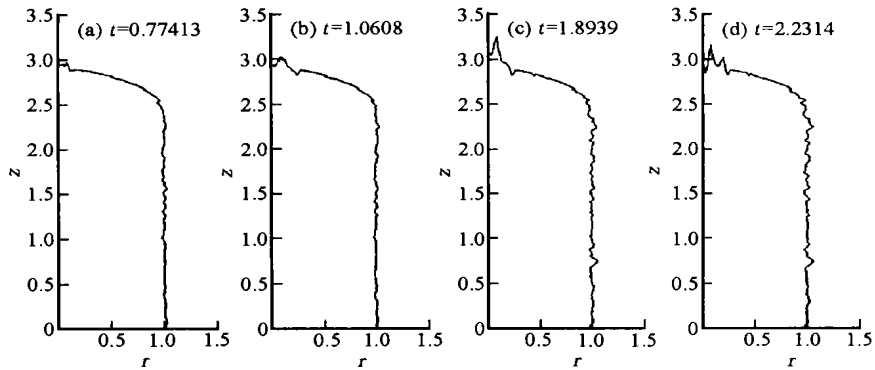


图 3 爆炸场等压线分布 (1g RDX, 薄壁)

Fig. 3 Pressure contours (1g RDX, thin shell)

图 4 为与图 3 对应的壳体变形放大图，变形量均放大 100 倍后叠加到壳体型线上 (下同)。图 4(a) 中，壳体变形表现为多个频率的复杂振动，侧壁多处变形已超过 2%。图 4(b) 表明：随着冲击波反射点的上移，侧壁作多种频率的振动，但振幅小于 5%。封头顶点附近 $R=0.08$ 和 $R=0.24$ 处的变形较大。图 4(c) 中 $R=0.08$ 处的最大位移为 34% (向外)， $R=0.24$ 处位移为 6% (向内)。图 4(d) 中， $R=0.08$ 处最大位移 26% (向外)， $R=0.23$ 处位移为 5.7% (向内)。严格地说，最大变形应该发生在封头顶点处。计算误差由轴对称计算在对称轴附近的奇异性引起 (下同)。侧壁和封头其它部分的振幅均小于 4%。

计算结果还表明：该条件下，若认为壳体内壁固定不动，则得到的流场波系结构及其演化与上述结果很接近。原因是：壳体变形较小，壳体对流场的影响较小，限于篇幅，此处不再给出图线。

图4 壳体变形位移图($\times 100$; 1g RDX; 薄壁)Fig. 4 Displacement of shell deformation($\times 100$; 1g RDX; thin shell)

4.3 50g RDX 爆炸后的计算结果

对与图3同样的薄壁壳体,图5给出了50g RDX爆炸后流场的等压线分布。图5(a)为自相似解结束时的等压线分布。与图3相比,由于药量增大,图5(a)的自相似解区域半径增大。图5(b)中冲击波刚到达右侧壁面并发生反射。图5(c)、(d)表明:侧壁反射波与二次激波以及中心稀疏波相互作用后的流场波系十分复杂。图5(e)表明:第一道冲击波在侧壁由规则反射演变成马赫反射。图5(f)表明:马赫杆后的压力高,其传播速度大于第一道冲击波的传播速度。虽然马赫杆到达封头处又发生了马赫反射。图5(g)表明:随着计算时间推进,马赫杆继续沿封头内壁面向顶点移动。图5(h)中,贴近壁面的马赫杆后最大压力约23.13,在封头顶点处反射波波后最大压力约101.0。随后,反射激波向容器中心继续传播,直至最终耗散。

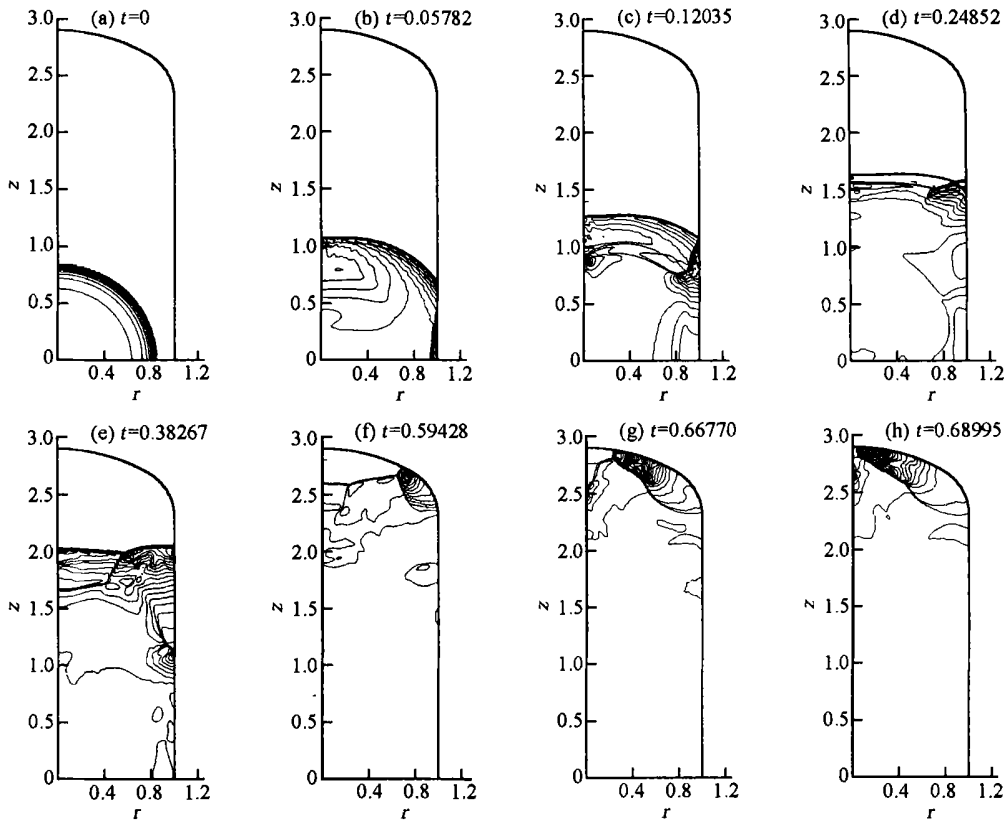


图5 爆炸场强耦合计算的等压线分布(50g RDX; 薄壁)

Fig. 5 Pressure contours(50g RDX; thin shell)

图 6 给出了对应于图 5 的壳体变形。图 6 (b) 中沿壳体侧壁 $z = 0.75$ 以下的壳体振幅约为 8 % ,其它部位振幅均小于 4 % 。图 6 (c) 表明:随着冲击波反射点上移,壳体最大变形点也不断上移,冲击波反射点扫过的壳体变形迅速减小。随着时间推进,壳体侧壁振幅不断减小,但封头出现高频振动,其振幅也不断增加。当冲击波在封头处发生马赫反射,由于其波后压力上升较大,造成封头局部变形急剧增大。图 6 (d) ~ (f) 反映了封头在马赫杆作用下的动态响应过程。图 6 (g) 表明:当 $t = 0.66770$ 时,封头裙部的变形小于 30 % ,其它部位最大位移也小于 60 % 。图 6 (h) 表明:当 $t = 0.68995$ 时,在 $R = 0.2$ 处壳体位移约为 120 % (向内),封头顶点位移约为 62 % (向内),表明应力波向封头顶点处会聚。即爆炸容器封头顶部局部所受轴向载荷过大,可能导致封头顶点处被破坏,这与实验观察的现象一致。

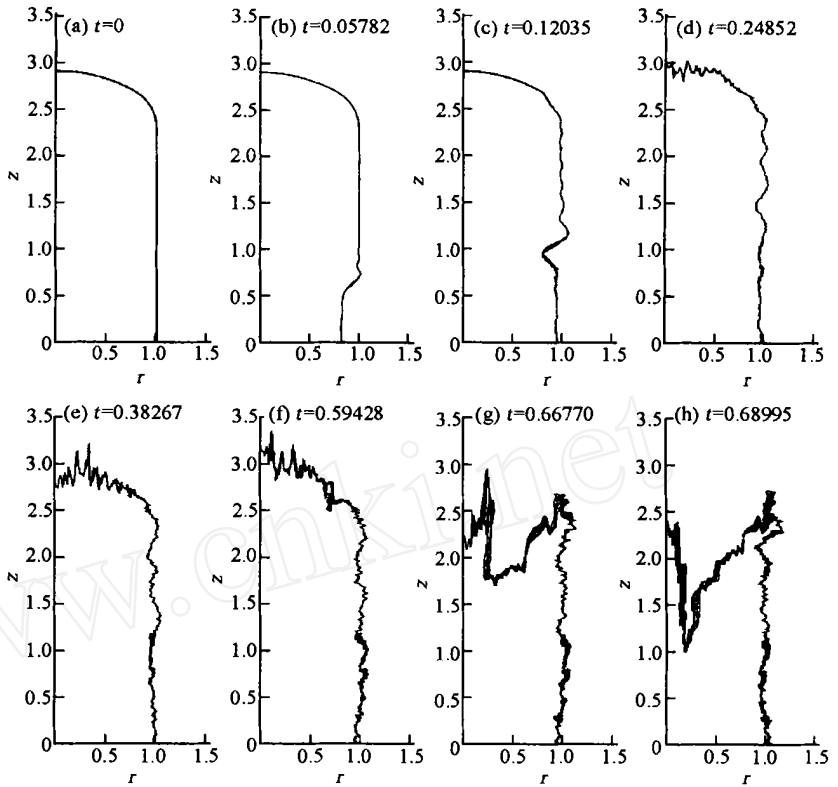


图 6 壳体变形 (×100; 50g RDX; 薄壁)

Fig. 6 Displacement of shell deformation (×100; 50g RDX; thin shell)

比较图 4 和图 6 ,共同点是:当冲击波到达容器侧壁时,反射点附近振幅较大,侧壁其它部分为高频小振幅振动,但振动迅速向封头顶点传播。封头顶点附近产生高频多模态的复杂振动。当冲击波到达封头后,封头部分振动加剧,振幅迅速增大,但侧壁仍为小振幅振动。不同点是:当药量不同时,爆炸场冲击波系结构不具有相似性,壳体(特别是封头)的振型也不相同。当药量增加时,冲击波强度变大,封头等处变形位移也明显增大。

作为比较,本文还对厚壁容器内 50g RDX 爆炸后的爆炸容器问题进行了计算。当冲击波到达封头前,冲击波传播和波系结构演化与图 5 相似,壳体侧壁存在振幅小于 5 % 的低频振动。当冲击波到达封头后,厚壁壳体在封头顶点附近才出现较大变形,但最大振幅不超过 10 % 。但厚壁壳体与薄壁壳体在封头区域的波系结构存在较大差别。受篇幅限制,此处不再给出图线。

图 7 给出了厚壁容器壳体内装药 50g 时,指定点的压力-时间曲线。图中时间和压力为相对于 $t_0 = 0.9\mu s, p_0 = 10^5 Pa$ 的量纲一量。点 A、B 和 C 的位置如图 2 (b) 所示。图 7 表明:由于存在冲击波的反射和透射,指定点的压力时间曲线存在多峰值,且后续峰值可能大于前面的峰值。不同指定点压力峰值相差较大(如 C 点),且压力峰值到达时间也不同。

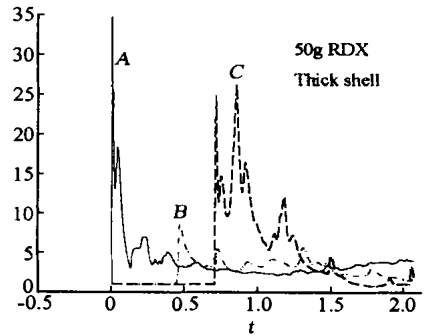


图 7 指定点的 $p-t$ 曲线

Fig. 7 Pressure history at specified points

5 结 论

针对轴对称爆炸容器,考察了装药量、壳体壁厚对爆炸场和壳体动态响应的影响。主要结论如下。

(1)对确定尺寸和结构的爆炸容器,当药量不同时,容器内的爆炸场不具有相似性,即药量不同,爆炸所得冲击波系结构和演化过程差别较大。爆炸容器所受的轴向载荷较大。

(2)壳体振幅和振型与装药量和壳体厚度相关。由于冲击波会聚和 Mach 反射效应,最大变形通常发生在封头顶点处和容器装药横截面的环线上。

参考文献:

- [1] 朱文辉,薛鸿陆,韩均万,等.爆炸容器动力学研究进展评述[J].力学进展,1995,26(1):68-77.
ZHU Wen-hui, XUE Hong-lu, HAN Jun-wan, et al. The research advances in the dynamics of explosive chambers[J]. Advances in Mechanics, 1995,26(1):68-77.
- [2] 钟方平.双层圆柱形爆炸容器弹塑性结构响应的实验和理论研究[D].合肥:中国科学技术大学,1999.
- [3] Key S W. HONDO-A finite element computer program for the large deformation dynamic response of axisymmetric solids [R]. SLA-74-0039, Sandia Laboratories, 1974.
- [4] 张鹏.轴对称爆炸容器中冲击波与壁面耦合作用的数值研究[D].合肥:中国科学技术大学,2000.
- [5] Colella P, Woodward P. The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations[J]. Journal of Computational Physics, 1984,54:174-201.

Numerical investigation on blast wave propagation and dynamic response of an explosion vessel

ZHANG Ya-jun^{1*}, ZHANG Meng-ping², XU Sheng-li¹, ZHANG Peng³

(1. Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;

2. Department of Mathematics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;

3. Institute of mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China)

Abstract: Numerical simulations were conducted to study dynamic response, blast wave generation and propagation within an explosion vessel. Assuming the high explosive ignited spontaneously, a self-similar solution was exploited to describe the shock generation in a point explosion field. The axisymmetric Eulerian equations were solved by the PPM (the Piecewise Parabolic Method) scheme in order to capture the blast wave propagation and reflection in the vessel. The coupling wall conditions were described by two methods, namely, the strong method and the weak method. The results, which are in fairly agreement with the experimental results, consist mainly of the pressure contours, velocity fields, displacement contours of shell deformation and pressure history at the specified points along the inner wall surface, and indicate that: (1) in the case of same charge of explosive, the vibration altitude and mode of a thin shell are much more complex than those of a thick one, (2) if the shell thickness remains unchanged, the blast wave structure varies much according to the charge of explosives, and (3) with the small charge of explosive, the strength of blast wave and shell deformation are also small, which do not change much with or without the moving of inner wall. Also calculations show that fatigues always appear at vessel peaks and points nearest to the charge center.

Key words: mechanics of explosion; blast wave propagation; PPM; explosion-container; dynamic response of shells

* Corresponding author: ZHANG Ya-jun; E-mail address: yajac@mail.ustc.edu.cn; Telephone: 0551-3607322