

高锰钢爆炸硬化理论分析

陈勇富 洪有秋

(长沙矿冶研究院)

摘要 本文利用波动方程和高锰钢的雨贡纽曲线获得硬度分布的解析解, 对不同加载条件下试件剖面硬度分布进行计算, 理论值和试验值较好地一致。

关键词 爆炸, 硬化, 高锰钢。

1. 前言

高锰钢爆炸硬化是薄层高能猛炸药产生的侧滑爆轰对金属表面作用的物理现象。关于侧滑爆轰和金属作用及其响应已有不少报导, 文献^[1,2]采用流体模型假设, 差分方法进行了计算和讨论, 给出了界面的压力和金属中激波形成条件。爆炸硬化的高锰钢试件距表面的硬度分布试验曲线已有报导^[3,4,5]。本文采用声学近似, 利用A.R. Champion获得的高锰钢雨贡纽曲线资料^[6], 将复杂的三维问题简化为一维问题, 所加动载荷用 $p = p_m e^{-\alpha x}$ 指数衰减简单形式给出, 以期获得解析解, 解释高锰钢爆炸硬化金属中硬度分布规律。计算结果和试验结果较好地一致。

2. 爆炸硬化理论分析的物理模型及计算公式

在高锰钢表面上敷设炸药引爆后, 在前倾爆轰波侧滑作用和爆轰波波后爆炸产物相继不断作用下, 在金属中产生的强烈的冲激波作用使其硬度增加。该物理现象是复杂的三维动力学问题。为了使问题简化作如下假设: 爆轰波压力垂直作用于金属表面, 爆轰波侧向压力约为垂直的80%^[7]; 对于板状类的零件, 其厚度尺寸远小于长和宽, 因此作一维问题处理。

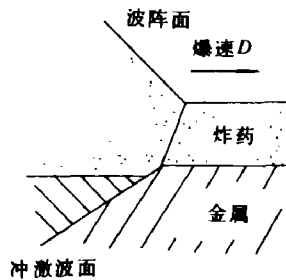
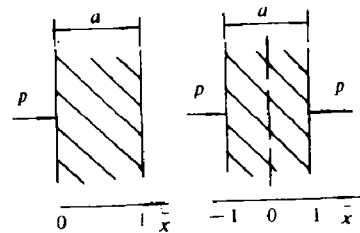


图1 爆炸硬化示意图



(a) 单向加载 (b) 双向加载

图2 计算模型

对于单向加载的波动方程、边界条件及起始条件为

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{t}^2} - \bar{c} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} &= 0 & (1) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{t}}(0, \bar{t}) / \partial \bar{x} &= \bar{p}_m e^{-\alpha \bar{x}} & (2) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}(1, \bar{t})}{\partial \bar{x}} &= 0 & (3) \\ \bar{u}(\bar{x}, 0) &= 0 & (4) \\ \frac{\partial \bar{u}(\bar{x}, 0)}{\partial \bar{t}} &= 0 & (5) \end{aligned} \right.$$

式中 $\bar{u} = u/a$, $\bar{x} = x/a$, $\bar{t} = t/\theta_m$, $\bar{c} = (H/\rho)^{1/2}/(a/\theta_m)$, $\bar{p}_m = p_m/H$, a 为试件厚度, u 为质点位移, t 为时间, θ_m 为爆炸载荷指数衰减时间常数, p_m 为爆炸载荷峰值压力, ρ 为高锰钢材料密度, H 为高锰钢材料雨贡纽模数。根据文献[6]资料, 在 $(20 \sim 200) \times 10^8 \text{Pa}$ 范围内高锰钢的雨贡纽方程可近似地表为

$$\sigma = H \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \quad (6)$$

式中 V_0 、 V 分别为变形前后体积, H 为 196 GPa, 其平均偏差 $\sim \pm 8\%$ 。见图 3:

方程 (1) — (5) 为非齐次边界条件问题, 使之转化为齐次边界条件, 取

$$\bar{u} = \bar{u}_1 + \bar{u}_2 = \bar{p}_m e^{-\bar{c}^2 \bar{t}} B(\chi) + \bar{u}_2 \quad (7)$$

其中 $B(\chi) = -\chi^2/2$, $\chi = 1 - \bar{x}$, 代入方程 (1) — (5) 得

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_2}{\partial \bar{t}^2} - \bar{c}^2 \frac{\partial^2 \bar{u}_2}{\partial \chi^2} = \frac{1}{2} \bar{p}_m e^{-\bar{c}^2 \bar{t}} \chi^2 - \bar{c}^2 \bar{p}_m e^{-\bar{c}^2 \bar{t}} \chi^2 = f(\chi, \bar{t}) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2(1, \bar{t})}{\partial \chi} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2(0, \bar{t})}{\partial \chi} = 0 \quad (10)$$

$$\bar{u}_2(\chi, 0) = \frac{1}{2} \bar{p}_m \chi^2 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2(\chi, 0)}{\partial \bar{t}} = -\frac{1}{2} \bar{p}_m \chi^2 \quad (12)$$

根据叠加原理方程 (8) — (12) 可化成

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_2^1}{\partial \bar{t}^2} - \bar{c}^2 \frac{\partial^2 \bar{u}_2^1}{\partial \chi^2} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2^1(0, \bar{t})}{\partial \chi} = 0 \quad (14)$$

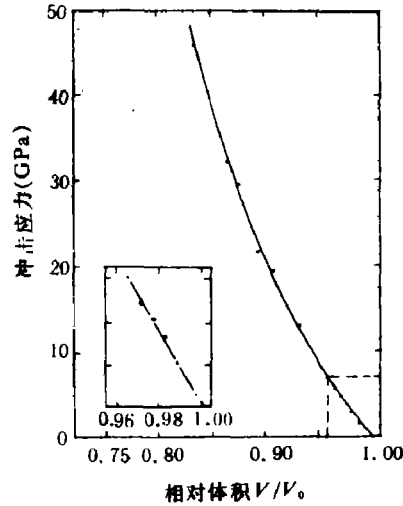


图 3 应力对 Haldfield 钢相对体积

$$\frac{\partial \bar{u}_2^I(\chi, \bar{r})}{\partial \chi} = 0 \quad (15)$$

$$\bar{u}_2^I(\chi, 0) = \frac{1}{2} \bar{p}_m \chi^2 \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2^I(\chi, 0)}{\partial \bar{r}} = -\frac{1}{2} \bar{p}_m \chi^2 \quad (17)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_2^{II}}{\partial \bar{r}^2} - \bar{c}^2 \frac{\partial^2 \bar{u}_2^{II}}{\partial \chi^2} = f(\chi, \bar{r}) \quad (18)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2^{II}(\chi, \bar{r})}{\partial \chi} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2^{II}(\chi, 0)}{\partial \chi} = 0 \quad (20)$$

$$\bar{u}_2^{II}(\chi, 0) = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_2^{II}(\chi, 0)}{\partial \bar{r}} = 0 \quad (22)$$

方程 (13) — (17) 和 (18) — (22) 的解分别为

$$\begin{aligned} \bar{u}_2^I(\bar{x}, \bar{r}) = 2 \sum \left(\frac{(-1)^n \bar{p}_m}{(n\pi)^2} \cos n\pi \bar{c} \bar{r} \right. \\ \left. - \frac{(-1)^n \bar{p}_m}{n\pi \bar{c} (n\pi)^2} \sin n\pi \bar{c} \bar{r} \right) \cos n\pi (1 - \bar{x}) \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_2^{II}(\bar{x}, \bar{r}) = \frac{2(-1)^n \bar{p}_m}{n\pi \bar{c} [1 + (n\pi \bar{c})^2] (n\pi)^2} \left\{ \sin n\pi \bar{c} \bar{r} \right. \\ \left. - n\pi \bar{c} \cos n\pi \bar{c} \bar{r} + n\pi \bar{c} e^{-\bar{r}} \right\} \cos n\pi (1 - \bar{x}) \end{aligned} \quad (24)$$

(23)、(24) 式中取 $n = 1$ 基本振形代入 (7) 式得

$$\begin{aligned} \bar{u} = -\frac{1}{2} \bar{p}_m e^{-\bar{r}} (1 - \bar{x})^2 \\ - 2 \bar{p}_m \left(\frac{1}{\pi} \cos \pi \bar{c} \bar{r} - \frac{1}{\pi^2 \bar{c}} \sin \pi \bar{c} \bar{r} \right) \cos \pi (1 - \bar{x}) \\ - \frac{2 \bar{p}_m}{\pi^2 \bar{c} [1 + (\pi \bar{c})^2]} \left\{ \sin \pi \bar{c} \bar{r} - \pi \bar{c} \cos \pi \bar{c} \bar{r} + \pi \bar{c} e^{-\bar{r}} \right\} \cos \pi (1 - \bar{x}) \end{aligned} \quad (25)$$

上式对 \bar{x} 微分得应变 ε

$$\begin{aligned} \varepsilon = \bar{p}_m e^{-\bar{r}} (1 - \bar{x}) \\ = -2 \bar{p}_m \left(\frac{1}{\pi} \cos \pi \bar{c} \bar{r} - \frac{1}{\pi^2 \bar{c}} \sin \pi \bar{c} \bar{r} \right) \sin \pi (1 - \bar{x}) \\ - \frac{2 \bar{p}_m}{\pi^2 \bar{c} [1 + (\pi \bar{c})^2]} \left\{ \sin \pi \bar{c} \bar{r} - \pi \bar{c} \cos \pi \bar{c} \bar{r} + \pi \bar{c} e^{-\bar{r}} \right\} \sin \pi (1 - \bar{x}) \end{aligned} \quad (26)$$

应用两贡纽方程可算出应力。硬度和应力有很密切关系^[8]，拉应变和压应变均可使材料硬度增加。硬度 R_c 值由下式计算

$$R_c = |H\varepsilon|/A + R_0 \quad (27)$$

式中 A 为常数，由试验确定为 0.5517MPa ， R_0 为高锰钢材料原始硬度，一般 $R_0 \sim R_c 18 \sim 20$ 。若 θ_m 较小时可近似表为

$$\varepsilon = \bar{p}_m (1 - \bar{x}) - \frac{2\bar{p}_m}{\pi} \sin\pi(1 - \bar{x}) \quad (28)$$

$$R_c = \frac{1.96 \times 10^{11}}{5.517 \times 10^8} \left| \bar{p}_m (1 - \bar{x}) - \frac{2\bar{p}_m}{\pi} \sin\pi(1 - \bar{x}) \right| + R_0 \quad (29)$$

对于双向加载情况，坐标原点取在试件厚度一半处（见图 2—(b)），它的波动方程、边界条件及起始条件为

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{t}^2} - \bar{c}^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} = 0 \quad (30)$$

$$\bar{u}(0, \bar{t}) = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial \bar{u}(-1, \bar{t})}{\partial \bar{x}} = \bar{p}_m e^{-\bar{t}} \quad (32)$$

$$\bar{u}(\bar{x}, 0) = 0 \quad (33)$$

$$\frac{\partial \bar{u}(\bar{x}, 0)}{\partial \bar{t}} = 0 \quad (34)$$

该方程组的基本解为

$$\begin{aligned} \bar{u} = & \frac{1}{3} \bar{p}_m e^{-\bar{t}} \bar{x}^3 + \left(2\cos\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} - \frac{1}{(3/2)\pi\bar{c}} \sin\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} \right) \left(\frac{1}{(3\pi/2)^2} - \frac{2}{(3\pi/2)^4} \right) \\ & \cdot \bar{p}_m \sin\frac{3}{2}\pi\bar{x} + \left[\frac{1 - 2\bar{c}^2}{(3\pi/2)^2} - \frac{2}{(3\pi/2)^4} \right] \frac{2\bar{p}_m}{[1 + (3\pi\bar{c}/2)^2] 3\pi\bar{c}/2} \\ & \cdot \left[\sin\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} - \frac{3}{2}\pi\bar{c} \cos\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} + \frac{3}{2}\pi\bar{c} e^{-\bar{t}} \right] \sin\frac{3}{2}\pi\bar{x} \end{aligned} \quad (35)$$

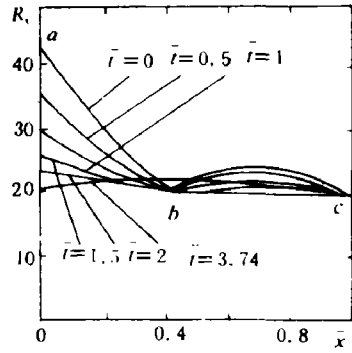
$$\begin{aligned} \varepsilon = & \bar{p}_m e^{-\bar{t}} \bar{x}^2 + \left(2\cos\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} - \frac{1}{(3\pi\bar{c}/2)} \sin\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} \right) \\ & \cdot \left(\frac{1}{(3/2)\pi} - \frac{2}{(3\pi/2)^3} \right) \bar{p}_m \cos\frac{3}{2}\pi\bar{x} - \left[\frac{1 - 2\bar{c}^2}{(3\pi/2)^2} - \frac{2}{(3\pi/2)^4} \right] \\ & \cdot \frac{2\bar{p}_m}{[1 + (3\pi\bar{c}/2)^2] \bar{c}} \left[\sin\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} - \frac{3}{2}\pi\bar{c} \cos\frac{3}{2}\pi\bar{c}\bar{t} + \frac{3}{2}\pi\bar{c} e^{-\bar{t}} \right] \cos\frac{3}{2}\pi\bar{x} \end{aligned} \quad (36)$$

R_c 可用 (27) 式计算，若 θ_m 较小时可近似用下式计算

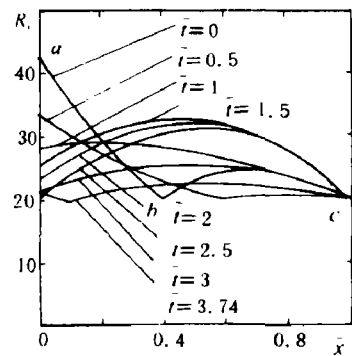
$$\varepsilon = \bar{p}_m \bar{x}^2 + 2\bar{p}_m \left(\frac{1}{3\pi/2} - \frac{2}{(3\pi/2)^3} \right) \cos\frac{3}{2}\pi\bar{x} \quad (37)$$

$$R_c = \frac{1.96 \times 10^{11}}{5.517 \times 10^8} \left| \bar{p}_m \bar{x}^2 + 2\bar{p}_m \left(\frac{1}{3\pi/2} - \frac{2}{(3\pi/2)^3} \right) \cos\frac{3}{2}\pi\bar{x} \right| + R_0 \quad (38)$$

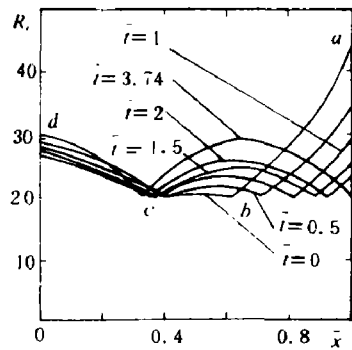
3. 计算结果与实验数据、结论



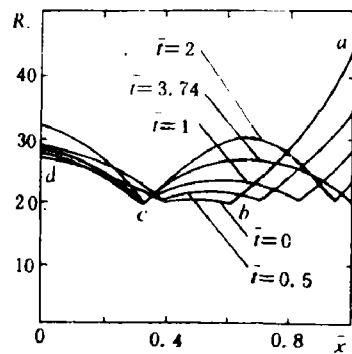
(a) 单向加载 $\delta_s = 4 \text{ mm}$ $\alpha = 0.125$



(b) 单向加载 $\delta_s = 4 \text{ mm}$ $\alpha = 0.292$



(c) 双向加载 $\delta_s = 4 \text{ mm}$ $\alpha = 0.125$



(d) 双向加载 $\delta_s = 4 \text{ mm}$ $\alpha = 0.292$

图 4 不同时刻 \bar{t} 的 R_c 沿 \bar{x} 分布

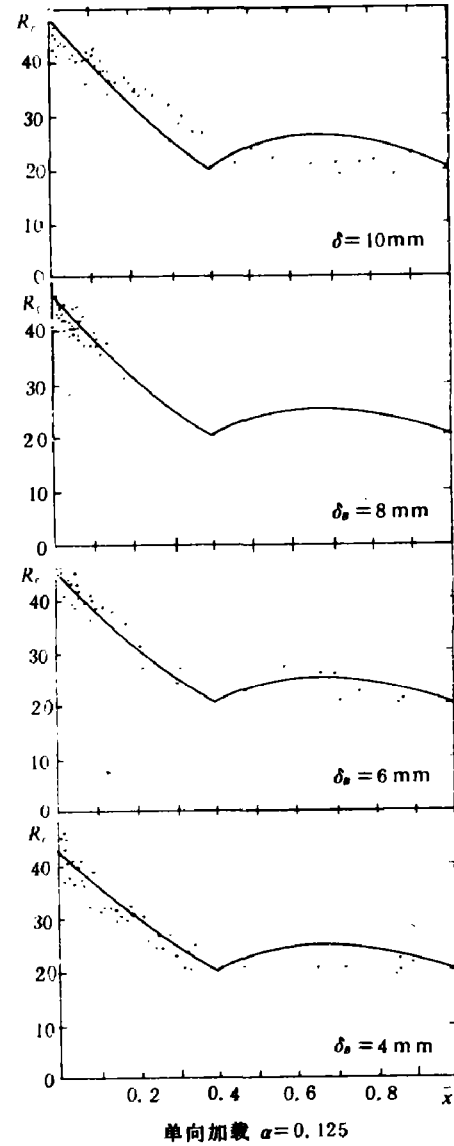


图 5 不同 δ_s , R_c 的计算值与试验值沿 \bar{x} 分布图

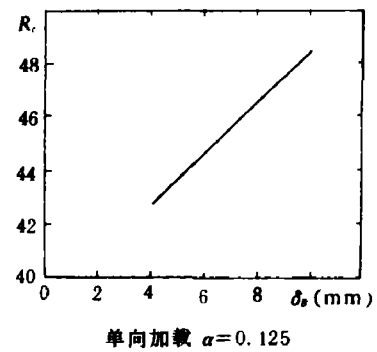


图 6 表面硬度 R_c 与药厚 δ_s 关系

高锰钢爆炸硬化采用爆炸硬化专用炸药, 炸药密度 ρ_B 为 $1.41 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 药厚 δ_B 从 4—10mm 变化, 测得爆速 $D = 6700 \text{ m/s}$, 爆轰压力 p_m 按下式计算

$$p_m = \frac{0.67 + 0.033\delta_B}{1 + K} \rho_B D^2 \quad (39)$$

式中: δ_B ——药厚 (mm), ρ_B ——炸药密度 (kg/m^3), D ——炸药爆速 (m/s), K ——常数, 对于爆炸硬化专用炸药 K 为 3, p_m ——爆轰压力 (Pa)。爆炸载荷指数衰减常数按下式计算

$$\theta_m = \frac{\alpha}{\rho_m} \left(\frac{8}{27} \rho_B \delta_B D \right) \quad (40)$$

系数 α 取决于炸药爆炸时的起爆方式和约束条件, 对于图 1 所示情况, $\alpha = 0.125$; 若炸药搁在试件之间由一端引爆, 则 $\alpha = 0.292$ 。

将上述爆炸载荷参数代入 (27) 式计算即可获得不同药厚、不同加载情况下的 $R(\bar{x}, \bar{r})$ 、 $\sigma(\bar{x}, \bar{r})$ (见图 4—8)。相应条件下的剖面硬度测量值^[5]直接描绘于图 5 中。试验测量值偏离理论计算值的平均偏差 $\pm 6.1\%$, 表面没有理由说文中假设是不成立的。从上得出结论:

(1) 靠近表面层的硬化是由峰值压力 p_m 产生的压应力造成的, 随距表面以下深度增加而衰减。

(2) 单向加载时, 从图 4(a)、(b) 可见: 曲线 ab 段为压应力造成的硬化, bc 段为拉应力造成的硬化, 图 4(b) 中的 θ_m 值比图 4(a) 中的大 (为 2.336 倍), 其拉应力造成的硬化区也大, 拉应力硬化区随 θ_m 加大而加大。

(3) 双向加载时, 从图 4(c)、(d) 可见: 曲线 ab 段和 cd 段为压应力造成的硬化, bc 段为拉应力造成的硬化, 图 4(d) 中的 θ_m 值比图 4(c) 中的大, 而 c 点位置大致不变, 即中间压应力硬化区不随 θ_m 而变化, θ_m 加大时 b 点往 \bar{x} 加大方向 (即表面) 移动, 即拉应力硬化区往表面扩大。最大拉应力及最大拉应力造成的硬化发生在距表面约 $0.15a$ 处。

(4) 对于铸造缺陷集中于中间部份的铸件, 如电铲铲牙, 锤破机锤头等, 采用双向加载优于单向加载。

(5) 爆炸载荷指数衰减时间常数 θ_m 较小时, 可用公式 (29)、(38) 计算剖面硬度分布。

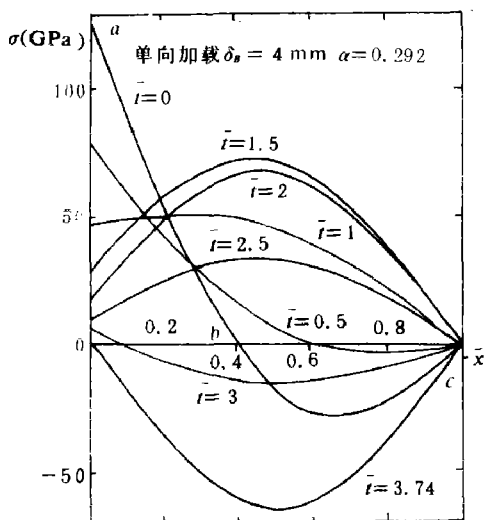


图 7 不同时刻 \bar{t} 的 σ 沿 \bar{x} 分布

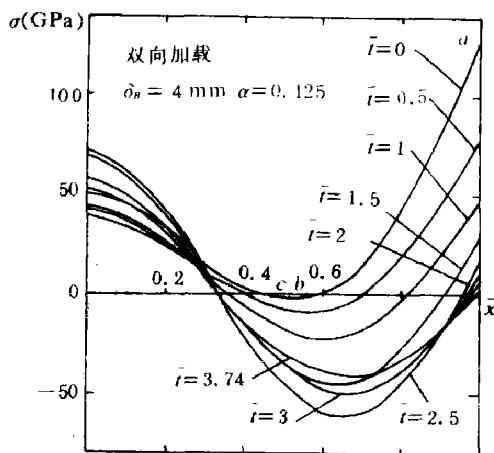


图 8 不同时刻 \bar{t} 的 σ 沿 \bar{x} 分布

参 考 文 献

- [1] 王继海, 爆炸与冲击, 5 (1) (1985), 1.
- [2] 吕洪生等, 电力建设, (9) (1985), 36.
- [3] 赵士达等, 爆炸与冲击, (1) (1982), 11.
- [4] 郑哲敏等, 爆炸加工, 国防工业出版社, (1981).
- [5] 陈勇富等, 矿冶工程, 6 (4) (1986), 8.
- [6] Champion, A.R. et al., *J.A.P.*, 41 (4) (1970), 2213.
- [7] Богдаповская, Е.Н. и др., *ЖБИ*, (5) (1979), 95.
- [8] Долматовский, Г.А., Справочник технолога по механической обработке металлов, Машгиз, (1950).
- [9] Ф.А. 鲍姆等, 爆炸物理学, 科学出版社 (1963).

A THEORETICAL ANALYSIS OF HARDENING OF HALDFIELD STEEL BY EXPLOSION

Chen Yongfu Hong Youqiu

(Changsha Research Institute of Mining and Metallurgy)

ABSTRACT In this paper formulae for hardness distribution of haldfield steel are derived from the equation of waves motion and its Hugoniot curve. The hardness distribution on the cross section of the sample is calculated under different dynamic loading. The results of the theoretical calculations are found to be well in accord with those of the experiments.

KEY WORDS explosion, hardening, high-manganese steel (Haldfield steel).