

用光弹和光弹贴片法研究爆炸应力波

朱振海 顾伯良

(1985年9月16日收到)

本文借助于光弹和光弹贴片法及沙丁照相机,用透明的环氧树脂板和带有双折射贴片的大理石板模拟无限平面,研究了炸药爆炸后介质中应力波传播的特征。借助于动态二维应力光学定律和应变光学定律得出了无限平面中炮孔周围应力场的定量分析结果。

符号定义

- | | |
|--|---|
| N —应力条纹级数 | $\varepsilon_{Rmax}, \varepsilon_{\theta max}$ —最大径向和切向应变 |
| N_{max} —最大应力条纹级数 | a —模型和岩板的惯性力之比 |
| R, θ —平面极坐标 | h_c, ρ_c —贴片厚度和质量密度 |
| u_R —径向位移 | h_s, ρ_s —岩板厚度和质量密度 |
| $\varepsilon_R, \varepsilon_\theta$ —径向和切向应变 | $\varepsilon_1^*, \varepsilon_2^*$ —消除了贴片影响时岩板中的主应变 |
| σ_R, σ_θ —径向和切向应力 | $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ —未消除贴片影响时岩板中的主应变 |
| E_d, ν_d —材料的动态弹性模量和泊松比 | E_c, ν_c —贴片动态弹性模量与泊松比 |
| f_{0d} —光弹材料的应力条纹值 | E_s, ν_s —岩板的动态弹性模量与泊松比 |
| l —光弹模型厚度 | $1/G_1$ —贴片增强效应的修正系数 |

前 言

炸药爆炸产生的应力波在无限介质中的传播以及相应的应力场的变化是研究爆破机理的一个基本问题。关于这个问题的某些方面在许多文章和专著^(1,2,3)中作了总结。但是,由于工程介质的不均质性和结构的复杂性,人们对工程介质中应力波传播的认识还不够深入。

动态光测力学方法是研究固体介质中爆炸产生的应力波传播,适时记录并加以分析的一种十分有价值的新方法。它能把本来用肉眼看不到的迅速传播的应力波以等差条纹的形式直观地显示出来。五十年代后期国外已开始用动光弹方法对此问题进行研究^(4,5),而将贴片方法用于研究动态问题,国外也直到六十年代才开始作了一些尝试^(6,7)。本文分别运用光弹法和光弹贴片法及国产沙丁相机首次跟踪模拟无限平面的透明的环氧树脂板和大理石板中炸药爆炸激发的应力波;借助于动态二维应力光学定律和应变光学定律分析了无限平面炮孔周围应力

波传播的特征，得出了 P 波引起的应力、应变、位移各量随着径向距离分布的规律；比较了光弹法和光弹贴片法在研究爆炸应力场方面的特点，为运用这些方法深入研究爆炸应力场及其它爆破现象开辟了一条新途径。

实验技术

实验中所使用的记录仪器为 WZDD-1 型国产多火花式动态光测弹性仪。关于仪器的性能和透射光弹实验方法可参见文献 [8]，在此仅就光弹贴片法用于爆炸模型研究作简要的叙述。

图 1 为反射式沙丁相机的光学系统示意图。由于在该系统中相机接收到的光能远不到透射系统中接收到的 $1/5$ ，因此，在光弹贴片的任一面上进行真空镀膜作为反射层。在使用保定 21 定正色片和黄色滤光片的条件下，底片仍能得到足够的曝光量。实验中，贴片不直接承受爆炸载荷的作用。贴片的所有边界都制成倒角（图 2）以消除应力波从贴片边界的反射。模型材料的特征参数和几何尺寸分别见表 1 和图 2。

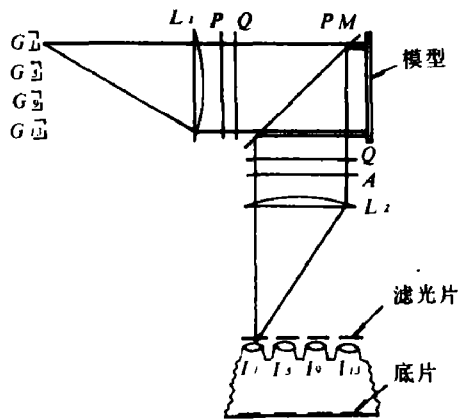


图 1 反射式沙丁相机光学系统示意图

L 为场镜， P 为起偏镜， Q — $1/4$ 波片， PM —半反射镜，

A —检偏镜， I —像机透镜， G 为火花隙。

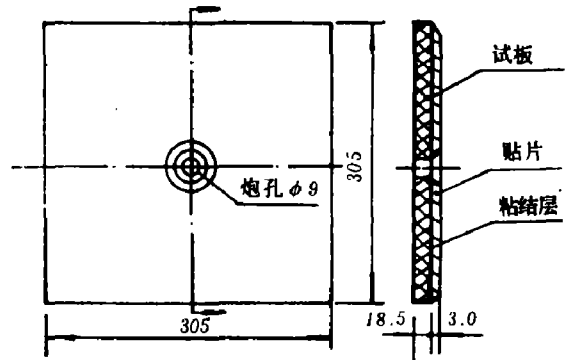


图 2 用于反射试验的模型尺寸

表 1 材料的特征参数

参 数	E_s ($1 \times 10^6 \text{kgf/m}^2$)	ν_s	f_{sd} ($1 \times 10^3 \text{kgf/m} \cdot \text{级}$)	质 量 密 度 ($1 \times 10^3 \text{kg/m}^3$)	厚 度 (mm)
大 理 石 板	3343.09	0.24		2.85	1.85
贴 片 (环 氧 树 脂)	460.00	0.38	1.85	1.25	3
粘 接 剂	531.26	0.37			

实验结果与数据分析

1. 透明模型中炮孔周围应力场的动态特征

图 3 中 4 张照片给出了 85mg DDNP 炸药在尺寸为 $300 \times 300 \times 6 \text{mm}$ 的模型的几何形心处直径为 5 mm 的炮孔中爆炸后，介质中应力波传播相应的全场应力条纹分布。它们是由 16

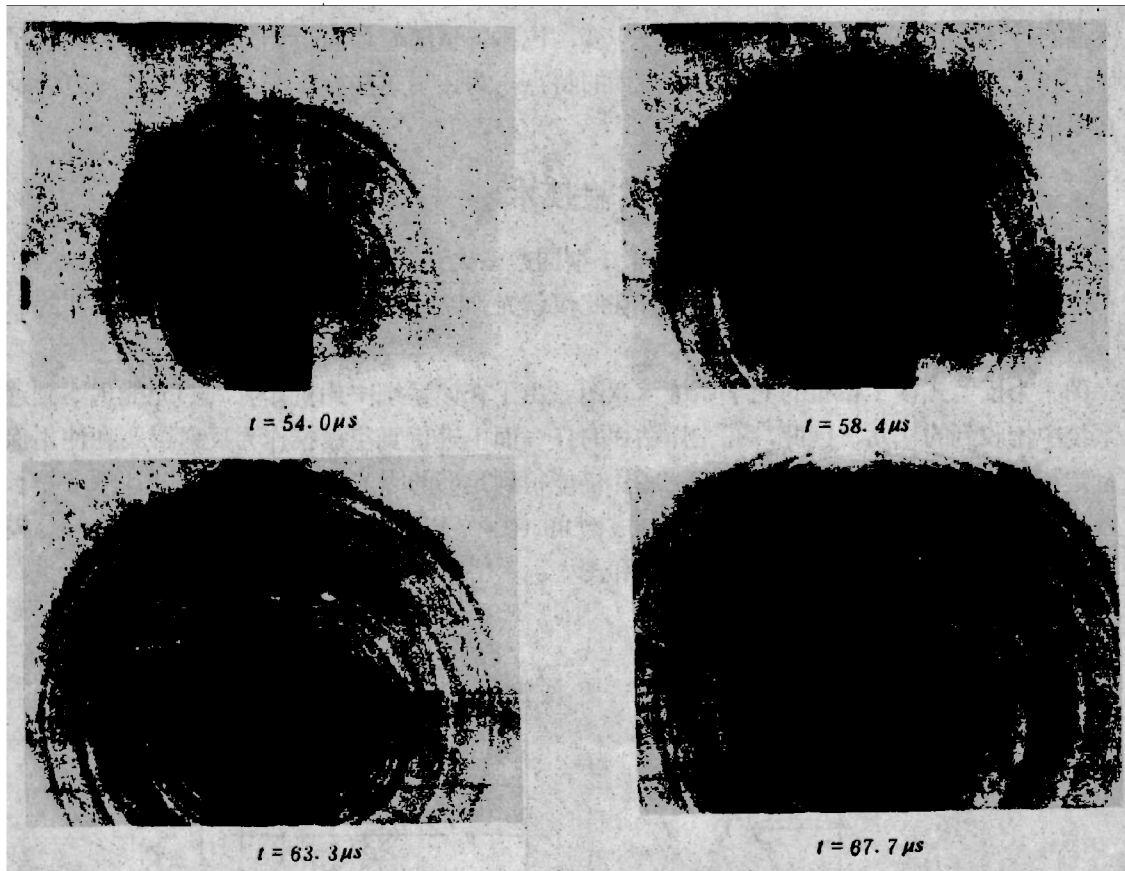


图3 炮孔周围应力波传播的应力条纹分布

张序列照片中选出来的。由于无限平面中膨胀波仅仅是由径向位移产生的，与这个波相应的最大剪切应力与波阵面成45度角，最大剪切应力为到施载点距离的函数，与角位置 θ 无关。应力波传播过程中存在中心轴对称性，表示膨胀波传播的应力条纹是一组同心圆。由于使用明场，所以每幅照片上最外一圈条纹为0.5级。根据该条纹的位移和记录的时间可计算出应力波的传播速度为1980m/s。

建立不同时刻应力条纹级数 N 与径向位置的关系后就可以确定载荷脉冲的形状。图4给出了与图3实验结果相应的条纹级数随距离变化的曲线。它表明脉冲由压缩波头和拉伸波尾构成。在传播中，脉冲随着径向距离的增大而衰减，并可近似地表示为

$$N_{max} = Ae^{BR} \quad (1)$$

式(1)中 A 和 B 是取决于载荷强度和材料特性的系数。对于图4, $A = 17.33$, $B = -0.0101$, 即

$$N_{max} = 17.33e^{-0.0101R} \quad (35mm < R < 140mm) \quad (2)$$

一般来说，光弹材料具有一定的粘性，但在瞬时脉冲载荷作用下可以近似看成完全弹性介质。对于无限平面中入射 P 波，可以不增加其它数据而直接用动态二维应力光学定律

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \frac{N f_{\sigma d}}{t} \quad (3)$$

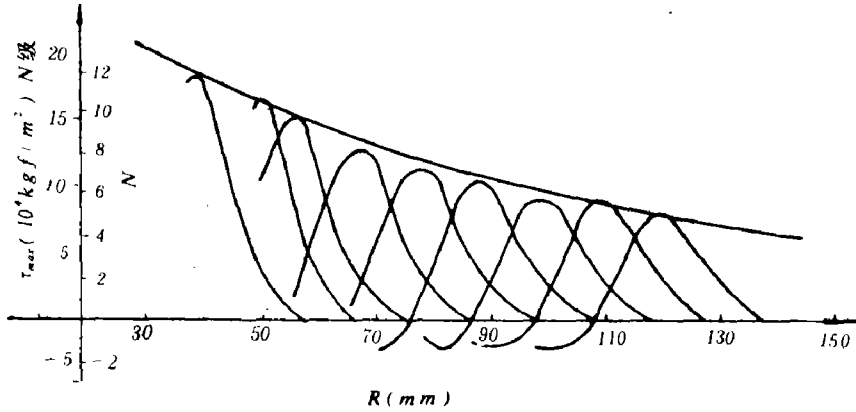


图 4 不同时刻条纹级数和最大剪应力随径向距离的分布曲线

图中自左至右 $t = 54.0, 58.4, 63.3, 67.7, 72.6, 77.0, 81.9, 86.6, 91.6 (\mu s)$

和弹性力学公式分解主应力。经推导可得如下计算公式

$$u_R = -\frac{1 + \nu_d}{E_d} \cdot \frac{f_{\sigma d}}{l} \cdot R \int_R \frac{N}{R} dR \quad (4)$$

$$\varepsilon_\theta = -\frac{1 + \nu_d}{E_d} \cdot \frac{f_{\sigma d}}{l} \int_R \frac{N}{R} dR \quad (5)$$

$$\varepsilon_R = \varepsilon_\theta - \frac{1 + \nu_d}{E_d} \frac{N}{l} f_{\sigma d} \quad (6)$$

$$\sigma_R = \frac{E_d}{1 - \nu_d^2} (\varepsilon_R + \nu_d \varepsilon_\theta) \quad (7)$$

$$\sigma_\theta = \frac{E_d}{1 - \nu_d^2} (\varepsilon_\theta + \nu_d \varepsilon_R) \quad (8)$$

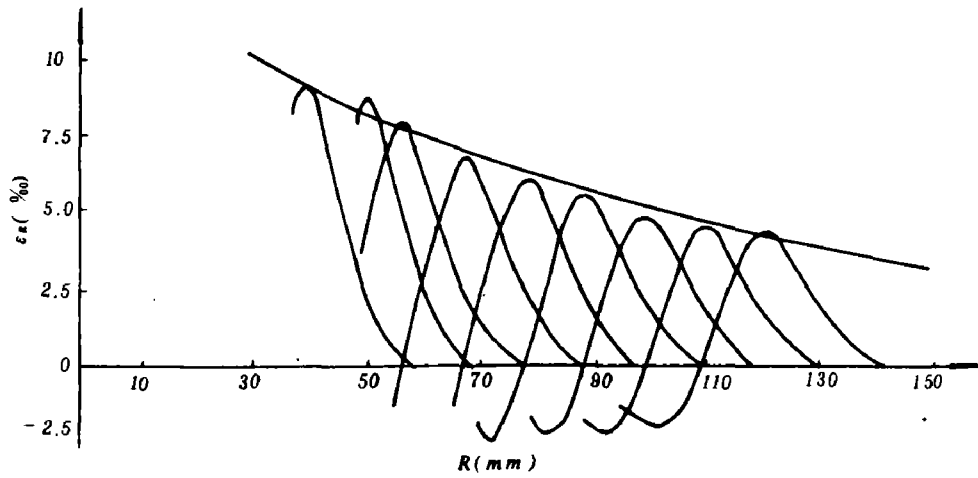
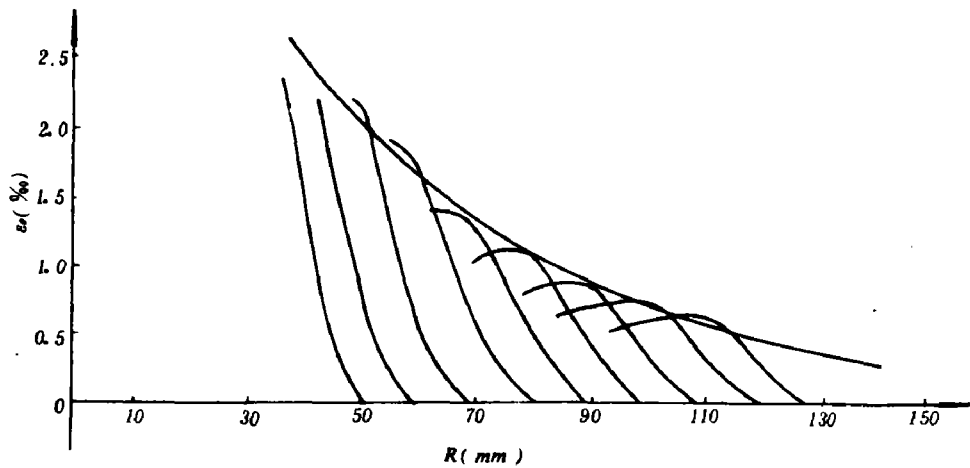
由此可见，用数值积分方法就可以根据 $N \sim R$ 分布曲线获得 u_R 和 ε_θ 随 R 的分布，进而依次求得 ε_R 、 σ_R 、 σ_θ 随 R 的分布规律。

图 5 给出了由式 (5)、(6) 计算得出的 ε_R 和 ε_θ 随 R 的分布曲线。用最小二乘法拟合可得 ε_{Rmax} 和 $\varepsilon_{\theta max}$ 随 R 变化的规律，并分别表示为

$$\varepsilon_{Rmax} = 12.992e^{-0.0090R} (\%, 35mm \leq R \leq 140mm) \quad (9)$$

$$\varepsilon_{\theta max} = 5.659e^{-0.02014R} (\%, 35mm \leq R \leq 140mm) \quad (10)$$

随着时间的推移和应力波的传播，脉冲宽度逐渐增加，幅度降低。由图 5 可以看出，径向应变的衰减比切向应变慢，切向应变始终为正值（拉应变）。表 2 是根据式 (9) 和 (10) 得到的不同距离处 ε_{Rmax} 与 $\varepsilon_{\theta max}$ 值及比值。由表 2 可以看出，不同距离处二者比值 ($\varepsilon_{Rmax}/\varepsilon_{\theta max}$) 不同，且随着 R 的增大而增大，这定量地说明了 ε_θ 比 ε_R 衰减快。

a) $\varepsilon_R \sim R$ 曲线b) $\varepsilon_\theta \sim R$ 曲线图5 不同时刻应变和应变最大值随 R 的变化曲线

自左至右 $t_i = 54.0, 58.4, 63.3, 67.7, 72.6, 77.0, 81.9, 86.6, 91.6$ (μs)

表2 不同距离处 ε_{Rmax} 、 $\varepsilon_{\theta max}$ 及比值表

R (mm)	50	60	70	80	90	100	110	120	130
ε_{Rmax} (%)	8.285	7.573	6.921	6.326	5.782	5.284	4.830	4.414	4.034
$\varepsilon_{\theta max}$ (%)	2.069	1.690	1.382	1.130	0.923	0.755	0.617	0.505	0.413
比值	4.01	4.48	5.01	5.60	6.26	6.99	7.82	8.74	9.77

2. 大理石板中爆炸应力场的动态特征

光弹贴片实际上是大理石板的三维延伸,因此,它势必影响试板中的真实应力场。在分析贴片中的等差条纹时必须加以考虑。

1. 惯性力的影响

把环氧树脂片贴在岩石试板上构成复合体。岩板中的应变或位移通过粘接层传递给光

弹贴片。显然在爆炸载荷作用下, 岩板中的应力波的传播使模型中受扰动的单元体具有惯性力, 这个力可分解为分别属于贴片的和岩板的两部分。所谓惯性力的影响是指增加了属于贴片的那部分惯性力。假定岩板中的位移完全传递给贴片, 可定义 a 为有贴片的模型的惯性力与无贴片的岩板的惯性力, 则

$$a = 1 + (h_c \cdot \rho_c / h_s \cdot \rho_s) \quad (11)$$

把表 1 中的数据代入 (11) 式, 得 $a = 1.07$, 即, 惯性力增加了 7%。这个增加量是很小的。

2. 增强效应⁽⁹⁾

在粘接良好的条件下, 贴片和大理石试件的界面上贴片承受剪切和法向牵引载荷, 使得二者在界面上的位移相同。假设应变的传递是完善的, 且二者都处于平面应力状态, 考虑增强效应后可得

$$\varepsilon_t'' - \varepsilon_t' = \frac{1}{C_t} (\varepsilon_t - \varepsilon_t') \quad (12)$$

式中

$$1/C_t = 1 + [(h_c E_c) / (1 + \nu_c)] / [(h_s E_s) / (1 + \nu_s)] \quad (13)$$

若在贴片中测得的应变为 $(\varepsilon_t - \varepsilon_t')$, 要将其换算成岩板所发生的应变 $(\varepsilon_t'' - \varepsilon_t')$ 时, 所需的修正系数即为 $1/C_t$ 。将表 1 中的有关数据代入 (13) 式, 可得 $1/C_t = 1.02$ 。

3. 贴片的动态响应

在用贴片研究岩板中爆炸产生的应力波时, 要求贴片具有足够的频率响应, 才能如实地反映岩板中应力场的变化。岩板中的应变是通过粘接层传递的。一般说, 传递方式可能有波动和撬动两种。倘若以波动方式传递, 贴片中的波就会成倒角形, 即, 紧靠粘接层的面上波前在前, 与岩石中的波前平齐; 而在另一面上, 波前在后。这种倒角形波前会使波前处的贴片产生“减薄”效应, 波前所对应的等差条纹必然会变宽。但是, 在我们所有试验结果上都没有见到这种现象。这说明所用贴片具有极高的动态响应, 岩板中的应变是以撬动方式几乎瞬时地传递给光弹贴片。

图 6 是大理石试件中 500mg DDP 炸药爆炸后在贴片中产生的等差条纹。根据几个不同时刻最外圈条纹的运动可得岩板中 P 波速度为 4100m/s。把图 6 中的条纹分布与图 3 中的进行比较很容易发现, 由于岩石本身的不均质性和粘接层厚度的不均匀性使得与 P 波相应的应力条纹在不同的 θ 方向发生了不同程度的畸变。这为分析带来了困难。在没有提出一套完备的处理和计算方法之前, 我们把 P 波到达岩石的自由边界之前考虑为无限平面情况, 忽略贴片惯性力的影响和与 P 波相应的条纹的局部畸变, 而运用分析透明材料试件时所用的分析方法, 对等差条纹进行处理, 获得了贴片中条纹级数的分布规律。根据应变光学定律推导出一套类似于式 (4)~(8) 的计算公式, 得出岩板中炮孔远区的爆炸应力场分布。图 7 为岩板中应力随 R 的分布曲线。

由图 7 可以看出, 岩石中应力波上升时间小于下降时间。在同一时刻, 径向应力与切向应力不同时达到极值。无论是径向应力还是切向应力最初都是压应力, 而后转为拉应力。径向应力大于切向应力。切向应力尾部的绝对值逐渐增大。

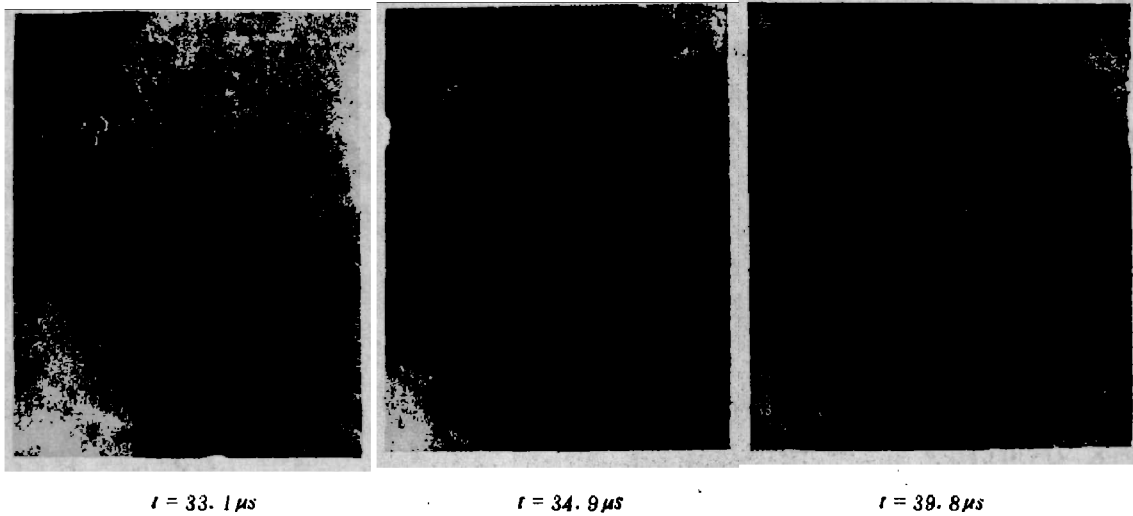


图6 与大理石板中应力波相应的应力条纹照片

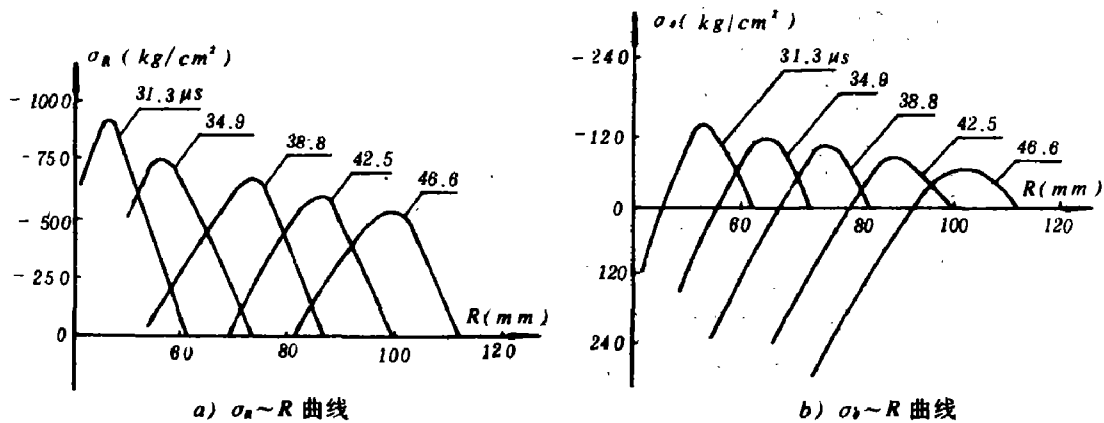


图7 大理石板中应力随R的分布曲线

讨论与结论

以上叙述了用光弹法和光弹贴片法研究透明材料和岩板中炮孔周围的应力场的实验和分析方法。实验结果表明：用光弹方法和光弹贴片方法可以获得爆炸应力场的直观描述；而光弹贴片法可以直接研究岩石及其它不透明材料。后者比用透明材料进行模拟更接近于岩石爆破的实际情况。这两种方法都是很有前途的方法。

分析与计算结果表明 σ_θ 比 σ_R 衰减快。这与炮孔周围粉碎区内若干微小径向裂隙的产生和扩展有密切关系。在同一时刻，径向应力绝对值大于切向应力绝对值； σ_R 与 σ_θ 初始都为压，而后转为拉；岩石中应力波上 σ_R 前沿比 σ_θ 下降沿陡。这些结论与理论分析及客观规律是一致的。这证明了用动态二维应力（或应变）光学定律分析无限平面条件下爆炸应力场是可行的。

用动光弹方法研究透明材料中炮孔周围的爆炸应力场在我国刚刚开始，而用动光弹贴片方法直接研究岩石中炮孔周围的爆炸应力场尚属首次探索，无论在实验技术上或在数据处理上都是初步的，要真正地用这些实验方法和分析方法研究和解决岩石爆破的实际问题还有许多问题需要解决。如：分离任意情况下平面中的主应力，模型相似律的研究，优质光弹材料

的研制、加工,提高光弹贴片条件下动态条纹照片的分辨率以及实验精度,等等。随着实验力学和相关学科的发展,这些问题将会逐步得到妥善解决。

作者对王树仁、潘静兰、苏先基副教授的指导及中国矿业学院北京研究生部爆破实验室的老师们在实验中给予的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- (1) Kolsky, H., *Stress Waves in Solid*, Oxford Univ. Press, London, (1952).
- (2) Ewing, W. M.; Jardetzky, W. S. et al., *Elastic Waves in Layered Media*, Mc Graw-Hill, New York, (1957).
- (3) 莱茵哈特, J. S., (杨善元译), 固体中的应力瞬变, 煤炭工业出版社, (1981).
- (4) Feder, J. C.; Gibbons, R. A., et al., *SESA Proc.*, 14(1)(1957), 109.
- (5) Dally, J. W.; Durelli, A. J., et al., *SESA Proc.*, 17(2)(1960), 33.
- (6) Duffy, J.; Lee, T. C., *Exp. Mech.*, 1(9)(1961), 109.
- (7) Dally, J. W.; Alfirevich, I., *Exp. Mech.*, 9(3)(1969), 97.
- (8) 朱振海、杨永琦, 爆炸与冲击, 5(3)(1985), 67.
- (9) 赞德曼, F.; 雷德若, S. 等, (高瑞亭、黄杰藩译), 光弹贴片法, 机械工业出版社, (1980).

STUDIES OF BLASTING STRESS WAVES BY THE METHODS OF PHOTOELASTICITY AND PHOTOELASTIC COATING

Zhu Zhenhai Gu Boliang

Abstract

The characteristics of propagation of stress waves in transparent plates of epoxy resin and plates of marble bonded birefringent strips after blasting are studied in this paper by means of photoelasticity, photoelastic coating and Cranz-Schardin camera. These plates are used to simulate the infinite plate. The results of quantitative analysis on the distribution of stress fields near a borehole are obtained by using the dynamic two-dimensional stress-optical and strain-optical laws.