前　言

采矿地球物理学是采矿科学中的一个新分支，是利用岩体中自然的或人工激发的物理场来监测岩体的动态变化和揭露已有的地质构造。采矿地球物理学从概念上讲，是采用所有的地球物理方法来研究与矿山开采有关的岩体物理活动过程和现象，特别是研究矿产资源的高效、安全开采。

要进行安全、高效的开采矿物，首先必须要详细了解矿床的赋存状况，如煤层厚度的变化等；其次要揭露和确定断层的位置，以便进行矿床开采和解决与之有关的灾害问题，如冲击矿压、煤和瓦斯突出等矿山动力现象等；保护环境和安全开采。

一些特殊的采矿地质问题可用采矿地球物理方法来解决，例如，与大地震动相类似的矿山震动现象的研究、岩体中弹性波传播过程的研究，可采用采矿地球物理学中的微震方法、振动方法和声发射方法；岩体内重力变化的研究，可采用重力方法；地电现象的研究，电磁辐射的研究，可采用地电方法、电磁辐射方法等；还有热法，原子能法等。

从历史记录来看，采矿地球物理学首先在世界上最深的矿井中用来观测矿山震动现象。1908 年南非在 Bochum 建立了世界上第一台微震观测仪器，其任务是观测和记录矿山震动。结果表明，震动与矿山开采、岩柱的破裂、损坏有关。从那时起到现在，世界各采矿国家均在不同程度地使用采矿地球物理方法研究和预测岩体的震动和破坏，地质构造的变化等问题。

《采矿地球物理学》一书是在广泛参阅前人研究成果的基础上，根据作者在采矿地球物理方面的研究成果与工程实践的基础上完成的。全书从弹性动力学出发，分析岩体震动、冲击矿压等动力灾害发生的机理；在实验室试验、现场实测的基础上，研究了煤

岩体冲击、变形破坏的弹塑脆性模型，分析了煤岩变形破坏过程以及其中产生的声电效应及其耦合规律；介绍了矿山震动、声发射、电磁辐射、振动、微重力、地电等地球物理学研究的方向。

全书共分九章，第一章介绍了采矿地球物理学的基本任务及优缺点。第二章介绍了煤岩体弹性动力学，其中包括动力学方程、冲击矿压与突出机理、煤岩冲击破坏机理模型、煤岩冲击破坏危险及声电判据。第三章介绍了弹性波测量仪器及传感器的原理。第四、五、六、七、八、九章分别介绍了采矿地球物理学中的采矿震动、声发射、电磁辐射、振动、微重力、地质电法等方法的基本原理及其在采矿生产实践中的应用。

本书的编写，参阅了大量的国内外有关采矿地球物理方面的专业文献，谨向文献的作者表示感谢。特别感谢第一作者的博士导师西里西亚工业大学教授 Bernard DRZEZLA 院士，博士论文评阅人波兰煤矿研究总院冲击矿压研究所所长 Wladyslaw KONOPKO 教授，波兰煤矿研究总院科研院长 Jozef DUBINSKI 教授的指导和帮助。

作者衷心感谢钱鸣高院士，周世宁院士的帮助和支持。作者感谢谷德钟老师，王恩元老师，刘贞堂老师等的帮助和支持，感谢徐州矿业集团，三河尖煤矿，大屯孔庄煤矿，华丰煤矿，中国矿业大学岩控中心等单位对本书出版给予的大力支持。最后，作者感谢本书的编辑为本书的出版所付出的辛勤劳动。

本书中有许多关于采矿地球物理方面的新思想和新观念，其中某些有待于进行更深入细致的研究。由于作者水平有限，书中疏漏谬误之处在所难免，敬请读者不吝指正。

作　者

2002.1

目　录

前言 …… 1
1. 绪论 …… 1
1.1 采矿地球物理学的特点 …… 1
1.2 采矿地球物理学的基本任务 …… 2
1.3 采矿地球物理方法简介 …… 3
1.4 采矿地球物理方法的应用前景 …… 7
2. 煤岩体弹性动力学 …… 8
2.1 应力 …… 8
2.2 平面应力状态 …… 11
2.3 变形 …… 14
2.4 应力与应变之间的关系 …… 16
2.5 动力学方程 …… 17
2.6 岩体中波动方程 …… 18
2.7 冲击矿压与突出机理 …… 20
2.8 煤岩冲击破坏机理模型 …… 26
2.9 煤岩冲击破坏危险及声电判据 …… 37
3. 弹性波测量仪器原理 …… 40
3.1 测量要求 …… 40
3.2 测量仪器原理 …… 42
4. 矿山震动 …… 54
4.1 概述 …… 54
4.2 震动发生的机理 …… 56
4.3 震动测量及观测 …… 60
4.4 震源位置确定 …… 61

4.5 震动能量计算 …… 70
4.6 震动测量网络优化 …… 73
4.7 预测动力危险模型 …… 74
4.8 预报冲击矿压动力灾害 …… 75
4.9 矿山震动对环境的影响 …… 80
5. 声发射 …… 90
5.1 概述 …… 90
5.2 声发射的物理基础 …… 91
5.3 岩石声发射特点 …… 91
5.4 岩石变形过程中的声发射 …… 92
5.5 声发射的测量与观测 …… 96
5.6 冲击矿压动力危险预测 …… 99
5.7 激发声发射法监测 …… 107
5.8 其他方面应用 …… 109
6. 电磁辐射 …… 110
6.1 煤岩破坏的电磁辐射现象 …… 110
6.2 实验室研究结果 …… 114
6.3 煤岩变形破裂电磁辐射机理 …… 119
6.4 电磁辐射能量计算 …… 124
6.5 现场测试结果 …… 125
6.6 煤岩变形破坏与电磁辐射耦合规律 …… 135
6.7 冲击矿压动力危险预测 …… 139
7. 振动 …… 144
7.1 概述 …… 144
7.2 采矿振动的物理基础 …… 144
7.3 振动测量方法及原理 …… 147
7.4 冲击矿压动力危险预测 …… 150
8. 微重力 …… 157
8.1 物理基础 …… 157

8.2 井下测量的重力递减法 …… 158
8.3 测量方法与测量仪器 …… 159
8.4 多水平重力剖面 …… 159
8.5 冲击矿压动力危险预测 …… 160
8.6 揭露老巷及其充填程度 …… 162
8.7 揭露井筒周围岩体条件及变形 …… 163
9. 采矿电法 …… 167
9.1 物理基础 …… 167
9.2 测量方法 …… 171
9.3 测量结果分析 …… 171
9.4 应用实例 …… 172
10. 参考文献 …… 177

1 绪　论

采矿地球物理学是采矿科学中的一个新分支，是利用岩体中自然的或人工激发的物理场来监测岩体的动态变化和揭露已有的地质构造。采矿地球物理学最大特点是在更深层次上认识地下岩层的特点及运动规律。

目前世界采矿业正广泛地应用着地球物理方法来解决采矿生产实际中的问题，而且应用范围将越来越广泛。可以预计，在二十一世纪，采矿地球物理方法将是采矿安全技术以及有益矿物的经济、高效开采方面应用最基本的测量工具。

就像其他测量方法一样，采矿地球物理方法也有自身的优点和局限性。良好的效果取决于正确的应用。

1.1 采矿地球物理学的特点

采矿地球物理学是地球物理学的分支之一，是用地球物理方法来解决采矿现场的实际问题，例如矿床的勘探问题，矿山动力现象，采矿工程问题等。采矿地球物理学感兴趣的是与矿物开采有关的采矿与地质问题，特别是井下的开采与地质问题。

一些特殊的采矿问题可用采矿地球物理方法来解决，例如，与大地震动相类似的矿山震动现象的研究；岩体中弹性波传播过程的研究——称之为振动法，包括微震法、振动法和地音法；岩体内重力变化的研究，称之为重力法；地电现象的研究，称之为地电法；还有热法，原子能法等。这些研究方法都需要特殊的测量仪器和理论指导。

总的来说，采矿地球物理方法有如下优点：

(1) 与打钻孔、掘巷道探测相比，观察、测量成本低；

(2) 采矿中的许多现象和过程只能用采矿地球物理方法才能进行测量、记录和分析。例如岩体震动、冲击矿压、煤和瓦斯突出等矿山动力现象,而采用其他测量方法则不可能做到;

(3) 获得的信息量大;

(4) 研究测量具有非破坏性。这对采面的安全性及巷道维护的稳定性等都具有重要意义;

(5) 是二十一世纪主要采矿测量方法之一。

1.2 采矿地球物理学的基本任务

采矿地球物理学的基本任务是解决采矿作业的安全性和保证矿井生产的连续性。主要解决关于开采引起的地质动力现象和瓦斯动力现象(震动、冲击矿压、突出)以及对煤层及周围岩层物理力学参数认识等问题,关于煤层连续性的地质问题,如冲刷、侵蚀、尖灭、断层等。

1.2.1 矿山压力问题

采用采矿地球物理方法可连续或即刻记录采矿作业引发的振动现象,以此可连续评价、并在一定程度上预测研究区域的震动性及危险性,如冲击矿压、煤和瓦斯突出等,并可以评价灾害防治措施的有效性。

还可以提前认识岩体的结构及物理力学特性,以此可提前减弱或消除采掘面前方冲击矿压危险和不安全因素。此外,还可以认识岩体的力学参数,如弹性模量、泊松比等。这是矿山压力研究中最基本的参数,而其只要测量弹性波的传播速度即可获得。

1) 对于采矿活动引发的地质动力现象的研究:

(1) 地质动力现象的连续记录、评价、分析和诊断 – 采用微震法和地音法、电磁辐射法;

(2) 提前认识潜在的危险区域,如应力升高的地点 – 采用振动法,地质电法,重力法和热法、电磁辐射法;

(3) 评价灾害防治措施的效果 – 采用振动法,地音法和地质

电法、电磁辐射法；

2）岩石物理力学参数的确定，采用振动法就可以完成。

其基础是测量两重不同类型的地震波（纵波和横波）在介质中的传播速度。这种方式得到的参数称之为动态参数，与实验室获得的静态参数有明显的区别，动态参数更接近于岩体的实际特性。

1.2.2 地质问题

采矿地球物理方法可以对煤层的构造区进行探测和定位，如煤层中特别容易出现的断层、侵蚀、煤层分叉等。在集中化生产的今天，保证煤层开采的节奏性和连续性，具有重大的意义。

对于提前确定工作面前方煤层的构造问题，只有采用振动法来完成。主要是研究煤层中地震波传播的连续性。煤层厚度变小的情况下，地震波振幅缩小，或者利用煤层非连续表面（断层面、侵蚀面）出现的反射波信息等。还可采用其他方法，如电磁波法对其进行研究。目前进行的雷达法研究就属于这类。另外，采用重力法也可获得一些地质方面的信息。

1.2.3 其他问题

1）采掘面区域内水的诊断，其灾害危险性评价，主要采用地质电法。

2）墙，特别是井壁状况的评价，主要采用地质电法、振动法、重力法和雷达法。这些方法有时也用来确定支架后方的空洞。

3）放炮作业等振动效果的评价，以及震动对井下和地表建筑物影响的评价，可采用地震几何法。

1.3 采矿地球物理方法简介

总的来说，采矿地球物理学可以分为：

1）振动法（微震法，地音法，振动法，地震几何法）；

2）地质电法（电阻法，电磁法）；

3）重力法；

4）地热法。

1.3.1 震动法

采矿作业打破了岩体内原有的应力平衡状态，其结果造成了岩体内变形能的聚积。这些能量以突然的形式动力释放，产生震动，并使变形增加。

由于采矿作业而引发的震动是一种弱的地震。与大地地震相比，其震动频率高，影响范围小。一般来说，采矿引发的震动能量为 $1\times10^{2}\sim1\times10^{10}$J，里氏震级为 0～4.5 级，振动频率为 1～50Hz，震动范围为几百米到几百公里。

震动法就是记录采矿震动的能量，确定和分析震动的方向，对震中定位来评价和预测矿山动力现象。具体的说，就是记录震动的地震图，确定已发生的震动参数，例如震动发生的时间，震中的坐标，震动释放的能量，特别是震中的大小，地震力矩，震动发生的机理，震中的压力降等，以此为基础，进行震动危险的预测预报，如预报震动能量大于给定值的平均周期，在时间 T 内震动能量小于或等于给定值的概率，该区域内震动的危险性及其他参数。

1.3.2 声发射法

岩石的声发射也称为地音，是岩石的变形和破断，颗粒之间的相位错动，岩石间的摩擦滑动及其他引发的。

地音研究是从三十年代开始的。其后在世界各地如美国，加拿大，日本，南非，波兰，捷克，俄罗斯等迅速发展起来。研究表明，地音与岩石的动力现象及弹性波的发射有关，是在应力作用下，岩体结构的非弹性变性，结构非稳定的结果。地音研究的主要目的是确定岩体中的应力应变状态，预测巷道周围岩体的突然、猛烈破坏(冲击地压、煤和瓦斯突出、垮落等)。

采矿地音法就是以脉冲的形式记录弱的、低能量的岩体声发射弹性波。记录的振动频率从几十到 2000Hz 或更高，记录的能量低于 1×10^{-2}J，振动范围从几米到 200 多米。

采矿地音法可用来评价冲击矿压及煤和瓦斯突出的危险性，并检测其采取的防治措施的效果；评价边坡稳定性；确定采掘面周

围的应力应变状态等。

1.3.3 电磁辐射法

电磁辐射技术是一种很有发展前途的地球物理方法。岩石电磁辐射是指岩石受载破裂过程中向外辐射电磁能量的过程或现象。

岩石破裂电磁辐射的观测和研究是从地震工作者发现震前电磁异常后开始的.前苏联和我国是在这方面开展研究较早的国家，还有日本和美国等国家也开展了这方面的研究工作.在近 25～30 年内岩石破裂电磁辐射效应的研究，无论是在理论研究方面，还是在应用研究方面，都取得了飞速发展，特别是在地震方面用于预报地震。

从九十年代开始，中国矿业大学对载荷作用下煤体的电磁辐射特性及规律进行了较为深入的定性和定量研究。研究表明，煤岩电磁辐射是煤岩体受载变形破裂过程中向外辐射电磁能量的一种现象，与煤岩体的变形破裂过程密切相关。

电磁辐射可用来预测冲击矿压、煤与瓦斯突出等煤岩灾害动力现象。其主要参数是电磁辐射强度和脉冲数。电磁辐射强度主要反映了煤岩体的受载程度及变形破裂强度，脉冲数主要反映了煤岩体变形及微破裂的频次。此外，电磁辐射还可用于检测煤岩动力灾害防治措施的效果；评价边坡稳定性；确定采掘面周围的应力应变，评价混凝土结构的稳定性等。

1.3.4 振动法

采矿振动法是用来解决采矿技术问题和地质问题的。三十年代首次用来研究开采层的连续性及揭露其构造的非均匀性。其测量参数为地震波的传播速度。其后，采用振动法来确定岩体的物理力学参数，特别是坑道周围的应力应变状态。

振动法解决采矿作业引起的地质动力现象问题，主要是根据地震波的传播速度的变化，确定岩石结构破坏过程发展的各阶段，如弹性阶段的高应力，对应比较大的振动频率，表明了采掘面接近

较大的震动冲击地压危险区，岩石破坏的最后阶段将可能发生高能量的震动甚至冲击地压。

振动法解决矿山压力问题，主要是根据不同类型振动波的传播速度来确定岩体的物理力学参数，例如线弹性模量，泊松系数，横向弹性模量，体积弹性模量，LAME 常数等。这些参数是用动态方式确定的，与实验室岩块试验的静态有很大差异，这些参数更符合实际。

振动法解决地质问题，主要是根据地震波在煤层中传播的通道性及传播速度的异常，能量或阻尼系数的变化来进行。当煤层的连续性出现问题时，这些地震波的传播通道将出现非正常的波图，或通道波组的振幅减小，甚至全部消失等。

1.3.5 重力法

重力法是根据地层中岩石介质质量分布的不均匀性来测量重力的异常变化。

测量仪器和测量方法的发展，促进了重力法的广泛应用，测量仪器的高精度性($2\times10^{-9}m/s^2$)可使其广泛应用于小构造、岩像变化的测量以及由于采矿作业引起密度分布的变化。

目前，重力法主要研究开采引起岩体体积的变化；岩体震动、冲击地压的预测预报；小范围内煤层构造的变化；局部空洞的定位等方面。

重力法所采用的参数主要是重力微小的异常变化和塔式重力梯度。

1.3.6 地质电法

采矿地质电法是利用岩石中电特性的变化来解决地质、采矿技术、预测预报等方面的问题，其应用范围非常广泛。

地质电法主要测量岩石介质在电流稳定性或亚稳定性方面的电阻特性，或电磁波在岩体中传播的电阻，电介常数和磁通量等参数。主要解决的问题有认识顶底板岩层地质条件；震动、冲击矿压、水灾火灾的危险性评价；支架与围岩相互作用的评价；巷道应

力应变状态的监测等。

1.4 采矿地球物理方法的应用前景

以上介绍了采矿地球物理方法在解决地质，采矿技术，采矿安全技术等问题的多样性和有效性，以及解决这些问题的先进性和优越性。也表明了采矿地球物理方法在解决采矿生产安全技术问题方面的巨大潜力。

采矿地球物理学中所采用的方法，如微震法，地音法，振动法等观测记录的信息多，分析处理的信息量也大。而电子计算机的飞速发展，正好促进了地球物理方法的大力发展。高速、大容量计算机的应用，不仅可以大量存储数据，进行信号的转换和数据的传输，而且可以进行复杂的分析和处理，对处理后的信息能进行及时反馈，来指导实践，并且以此为基础可建立一些新的地球物理模型，进一步解决一些采矿、地质、安全等方面的复杂问题。可以预计，二十一世纪采矿中应用的测量、观测方法主要将是地球物理方法。

2 煤岩体弹性动力学

2.1 应力

物体所受的力有外力和应力。根据外力的作用方式，外力可分为体力和面力。体力是一种场力，分布于弹性体的体积内，如重力，惯性力等。体力可用体力集度来表示。若单位体积 ΔV 上作用有总体力为 ΔQ，则体力集度为

$$F = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta Q}{\Delta V} \tag{2-1}$$

面力是分布在弹性体表面上的力。面力可用面力集度来表示。若单位面积 ΔS 上作用有总面力 ΔQ，则该面积上的集度为：

$$F = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta \overline{Q}}{\Delta S} \tag{2-2}$$

受力弹性体内单位面积上内力的大小，称该点的应力，应力是小面积 ΔS 上作用的力 ΔF，当 ΔS 趋向于零时的极限。

$$\vec{\sigma} = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta \vec{F}}{\Delta S} \tag{2-3}$$

由此可见，应力的大小不仅与力的方向和大小矢量有关，而且与力作用的面积矢量有关。因此，应力是一个矢量。应力可以分为作用在与该平面垂直的方向上，称为正应力，和作用在与该平面平行的方向上，称为剪应力。

若用 σ_n 表示正应力，用 τ_i 表示剪应力，则应力矢量可以写成：

$$[\vec{\sigma}_{ij}] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \sigma_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \tag{2-4}$$

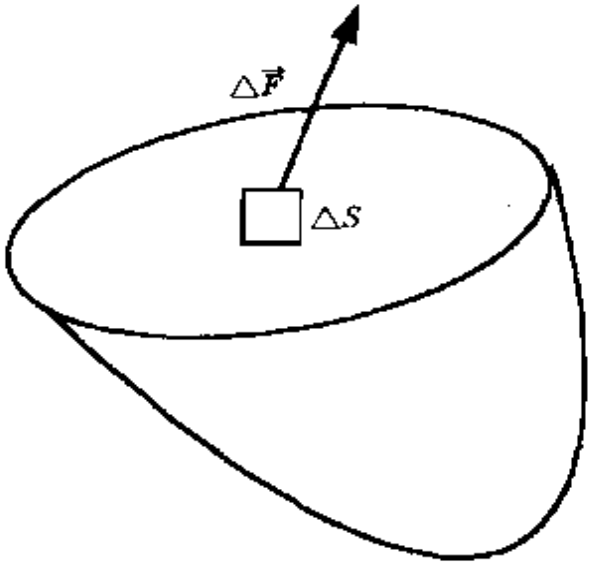


图 2-1　应力示意图

这里，$1=x, 2=y, 3=z$。

应力矢量的各分量可以由图来表示，见图 2-2 所示。

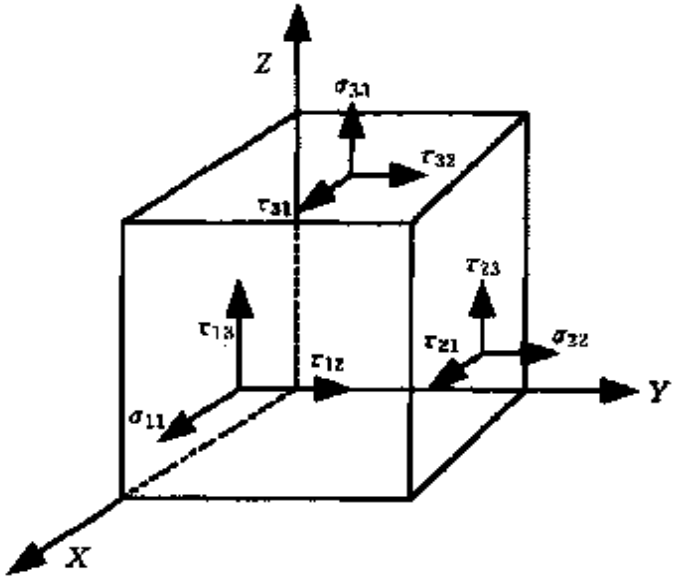


图 2-2　六面体上的应力分量

考虑到 x, y, z 轴相互垂直，根据平衡条件，则有：

$$\tau_{12}=\tau_{21};\quad \tau_{23}=\tau_{32};\quad \tau_{31}=\tau_{13} \tag{2-5}$$

因此，给定点的应力可用六个数值来表示。如果处于直角坐标系中的某个平面法向 $n(\alpha,\beta,\gamma)$ 作用有应力 σ_i，那么该应力可

由某方向上的正应力矢量 σ_n 和剪应力矢量 τ_i 来表示。或者用平行于 x,y,z 轴方向上的应力来表示，即：

$$\overset{*}{\sigma}_i^2 = \overset{*}{\sigma}_n^2 + \overset{*}{\tau}_i^2 \tag{2-6}$$

此时，根据平衡条件可得：

$$\overset{*}{\sigma}_i = \overset{*}{\sigma}_1^2 + \overset{*}{\sigma}_2^2 + \overset{*}{\sigma}_3^2 \tag{2-7}$$

$$\sigma_i = a\sigma_{ij} \tag{2-8}$$

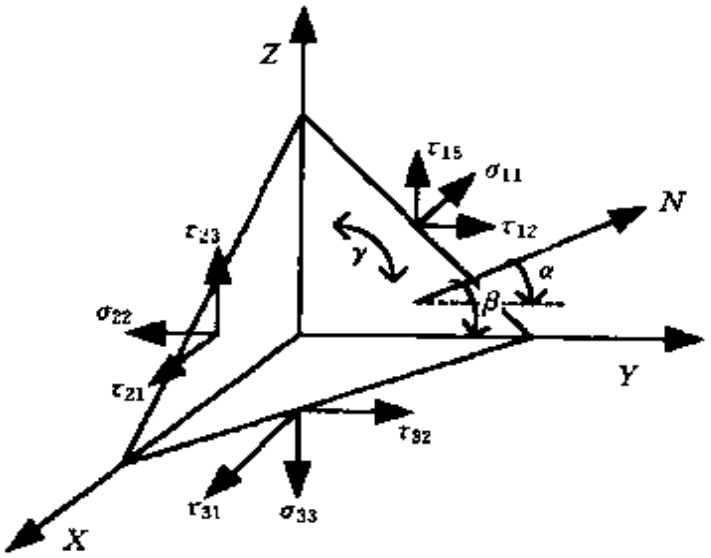


图 2-3 四面体上的应力分量

式中：

$$\cos\alpha = a_i;\cos\beta = a_2;\cos\gamma = a_3 \tag{2-9}$$

或者说：

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= a_1\sigma_{11} + a_2\tau_{12} + a_3\tau_{13}\\ \sigma_2 &= a_1\tau_{21} + a_2\sigma_{22} + a_3\tau_{23}\\ \sigma_3 &= a_1\tau_{31} + a_2\tau_{32} + a_3\sigma_{33}\end{aligned} \tag{2-10}$$

因为

$$|\overset{*}{\sigma}_n| = a_1\sigma_1 + a_2\sigma_2 + a_3\sigma_3 = \vec{a}\vec{\sigma}_j \tag{2-11}$$

因此，根据上两式可得，

$$|\overset{*}{\sigma}_n| = a_1^2\sigma_{11} + a_2^2\sigma_{22} + a_3^2\sigma_{33} + 2a_2a_3\tau_{23} + 2a_1a_2\tau_{12} + 2a_1a_3\tau_{13} \tag{2-12}$$

以及

$$\tau_1^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - |\vec{\sigma}_n^2| \tag{2-13}$$

应力 σ_{ij} 取决于坐标系及其变化，而应力方向则与坐标系无关。因此应当找出应力作用的条件。如果满足条件 $\tau_i = 0$，此时：

$$a_1 |\vec{\sigma}_n| = \sigma_1 \quad a_2 |\vec{\sigma}_n| = \sigma_2 \quad a_3 |\vec{\sigma}_n| = \sigma_3 \tag{2-14}$$

或者说

$$\begin{cases} a_1(\sigma_{11} - |\vec{\sigma}_n|) + a_2\tau_{12} + a_3\tau_{13} = 0 \\ a_1\tau_{21} + a_2(\sigma_{22} - |\vec{\sigma}_n|) + a_3\tau_{23} = 0 \\ a_1\tau_{31} + a_2\tau_{23} + a_3(\sigma_{33} - |\vec{\sigma}_n|) = 0 \end{cases} \tag{2-15}$$

这样根据上述条件，可以构成如下方程式

$$|\vec{\sigma}_n^3| + I_1 |\vec{\sigma}_n^2| + I_2 |\vec{\sigma}_n| + I_3 = 0 \tag{2-16}$$

式中

$$\begin{cases} I_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} \\ I_2 = \sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{22}\sigma_{33} + \sigma_{33}\sigma_{11} - \tau_{12}^2 - \tau_{23}^2 - \tau_{31}^2 \\ I_3 = \sigma_{11}\sigma_{22}\sigma_{33} + 2\tau_{23}\tau_{31}\tau_{12} - \sigma_{11}\tau_{23}^2 - \sigma_{22}\tau_{31}^2 - \sigma_{33}\tau_{12}^2 \end{cases} \tag{2-17}$$

式(2-16)中，有三个与坐标系无关的应力不变量，对于每个初始量 $\sigma_n^{(1)}, \sigma_n^{(2)}, \sigma_n^{(3)}$，求余弦 a_1, a_2, a_3 即可得主方向上的应力 $\sigma_i^{(1)}, \sigma_i^{(2)}, \sigma_i^{(3)}$。

应力不变量的形式为

$$\begin{aligned} I_1 &= \sigma_i^{(1)} + \sigma_i^{(2)} + \sigma_i^{(3)} \\ I_2 &= \sigma_i^{(1)}\sigma_i^{(2)} + \sigma_i^{(2)}\sigma_i^{(3)} + \sigma_i^{(3)}\sigma_i^{(1)} \\ I_3 &= \sigma_i^{(1)}\sigma_i^{(2)}\sigma_i^{(3)} \end{aligned} \tag{2-18}$$

2.2 平面应力状态

许多采矿问题的应力状态可以简化为两维的。下面介绍两维应力状态。其应力矢量为

$$[\vec{\sigma}_{ij}] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \tau_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \tag{2-19}$$

根据平衡条件可得：

$$\tau_{21} = \tau_{12} \tag{2-20}$$

类似于三维条件，正应力和剪应力可以写成：

$$\begin{cases} |\overset{*}{\sigma}_n| = \sigma_{11}a_1^2 + 2\tau_{12}a_1a_2 + \sigma_{22}a_2^2 \\ |\overset{*}{\tau}_i| = \sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2 - |\sigma_n^2| \end{cases} \tag{2-21}$$

式中

$$a_1 = \sin\alpha; a_2 = \cos\alpha \tag{2-22}$$

这样，式(2-21)可以写成

$$\begin{aligned} |\overset{*}{\sigma}_n| &= \sigma_{11}\sin^2\alpha + 2\tau_{12}\sin\alpha\cos\alpha + \sigma_{22}\cos^2\alpha \\ |\overset{*}{\tau}_i| &= \frac{1}{2}(\sigma_{22} - \sigma_{11})\sin 2\alpha + \tau_{12}\cos 2\alpha \end{aligned} \tag{2-23}$$

对于满足下式的角度，剪应力为零

$$\tan 2\alpha_0 = \frac{2\tau_{12}}{\sigma_{22} - \sigma_{11}} \tag{2-24}$$

故角度 α_0 为主方向，第二个主方向与其垂直。在这两个主方向上，主应力值为

$$\begin{aligned} \sigma_i^{(1)} &= \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2}\right)^2 + \tau_{12}^2} \\ \sigma_i^{(2)} &= \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2}\right)^2 + \tau_{12}^2} \end{aligned} \tag{2-25}$$

若直角坐标的轴与应力方向一致，则

$$\begin{aligned} |\overset{*}{\sigma}_n| &= \frac{\sigma_i^{(1)} + \sigma_i^{(2)}}{2} + \frac{\sigma_i^{(1)} - \sigma_i^{(2)}}{2}\cos 2\alpha \\ |\overset{*}{\tau}_i| &= \frac{\sigma_i^{(1)} - \sigma_i^{(2)}}{2}\sin 2\alpha \end{aligned} \tag{2-26}$$

主应力与剪应力角度的关系如图 2-4 所示。作用在任意平面上应力之间的关系可由莫尔(Mohr)圆来表示。在坐标系($|\overset{*}{\sigma}_n|$，$|\overset{*}{\tau}|_i$)中，其圆心为$\left(\frac{\sigma_i^{(1)} + \sigma_i^{(2)}}{2}, 0\right)$，半径为$\left|\frac{\sigma_i^{(1)} - \sigma_i^{(2)}}{2}\right|$。

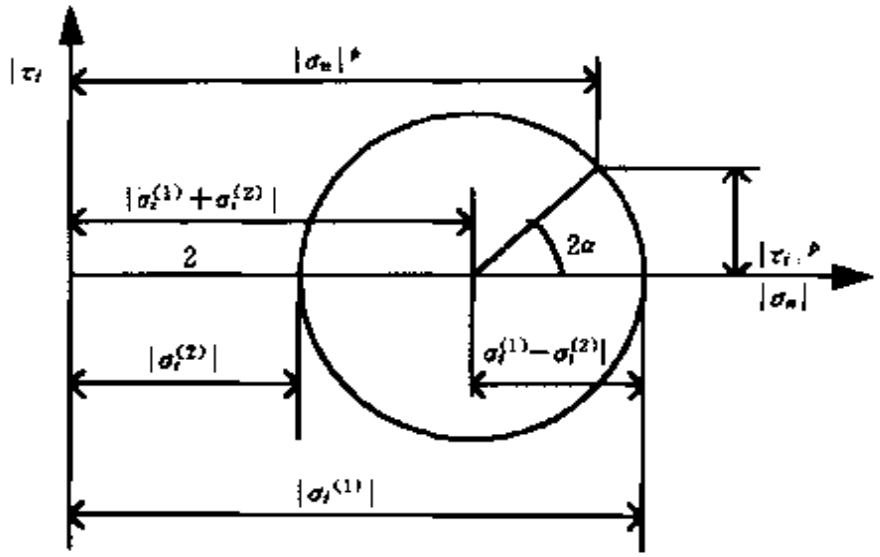


图 2-4　平面应力的 Mohr 圆结构

此时，在 2α 角圆周上的点，其坐标为 $|\vec{\sigma}_n|^P$ 和 $|\vec{\tau}_i|^P$，其值即为式(2-26)所得。

不同形状的物体作用着不同方向的应力。其中有一种状态的物体仅有形状变形，对于这种物体，仅作用有剪应力，在这种情况下，必须将应力分为两个部分

$$[\vec{\sigma}_{ij}] = [\vec{\sigma}_{ij}^{(0)}] + [\vec{\sigma}_{ij} - \vec{\sigma}_{ij}^{(0)}] \tag{2-27}$$

即

$$[\vec{\sigma}_{ij}] = \begin{bmatrix} \sigma^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma^{(0)} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma^{(0)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_{11} - \sigma^{0} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} - \sigma^{(0)} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} - \sigma^{(0)} \end{bmatrix} \tag{2-28}$$

式中

$$\sigma^{(0)} = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3}$$

式(2-27)中，第一项称之为平均应力矢量(应力轴对称量)，是静水压力形成的应力，第二个称之为偏应力张量。

考虑岩体的受力情况，除双向受力外，还有单向应力状态

$$\sigma_i^{(1)} \neq 0, \sigma_i^{(2)} = \sigma_j^{(3)} = 0 \tag{2-29}$$

和双向轴对称应力状态

$$\sigma_i^{(1)} \neq 0, \sigma_i^{(2)} = \sigma_j^{(3)} \neq 0 \tag{2-30}$$

2.3 变 形

岩体中应力作用的结果，使得岩体变形，下面就来描述变形的概念。

在直角坐标系 x，y，z 中的岩体，AB 点作用有力，在该力的影响下，AB 点移到了新的位置 A′B′，如果 A′B′之间的长度等于 AB 间的长度，这种变形我们称之为刚性位移、转动或刚性位移和转动。

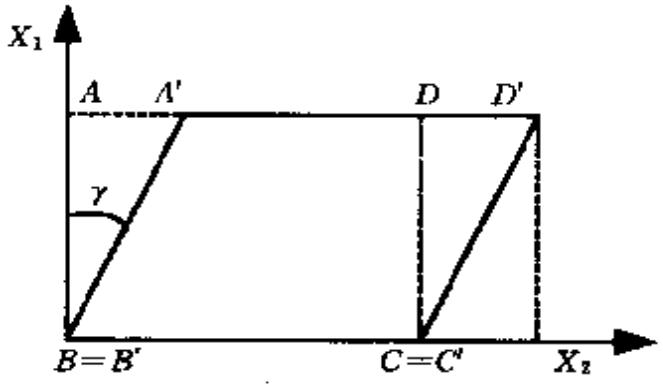


图 2-5 形变图

下面我们不考虑这种位移，仅讨论物体两点间距离发生变化的位移。

设 $\vec{u}_i(u_1,u_2,u_3)$ 用来表示位移矢量，则在直角坐标系(x，y，z)中，变形定义为

$$\varepsilon_{11}=\frac{\partial u_1}{\partial x};\varepsilon_{22}=\frac{\partial u_2}{\partial y};\varepsilon_{33}=\frac{\partial u_3}{\partial z} \tag{2-31}$$

以及

$$\varepsilon_{21}=\varepsilon_{12}=\frac{\dfrac{\partial u_1}{\partial y}+\dfrac{\partial u_2}{\partial x}}{2};$$

$$\varepsilon_{32}=\varepsilon_{23}=\frac{\dfrac{\partial u_2}{\partial z}+\dfrac{\partial u_3}{\partial y}}{2};$$

$$\varepsilon_{31}=\varepsilon_{13}=\frac{\dfrac{\partial u_1}{\partial z}+\dfrac{\partial u_3}{\partial x}}{2}$$

这样，应变矢量可表示为

$$[\vec{\varepsilon}_{ij}] = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{vmatrix} \tag{2-32}$$

这里 $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}$ 为主应变，$\varepsilon_{13}, \varepsilon_{31}$……为形变。

因此，就象应力一样，也存在三个相互垂直的主应变和三个应变不变量（在剪应变为零时构成的），同样可以采用莫尔（*Mohr*）圆来确定某方向上的应变。

应变矢量可以分为两个，平均应变或轴对称应变和偏应变张量。

$$[\vec{\varepsilon}_{ij}] = [\varepsilon^{(0)}\vec{\delta}_{ij}] + [\vec{\theta}_{ij}] \tag{2-33}$$

式中

$$\varepsilon^{(0)} = \frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}}{3} \tag{2-34}$$

$$\vec{\theta}_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} - \varepsilon^{(0)} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} - \varepsilon^{(0)} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} - \varepsilon^{(0)} \end{bmatrix} \tag{2-35}$$

$$\vec{\delta}_{ij} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

平均应变矢量确定应力变化形成的岩体体积变形。

同样，应变也有单轴应变状态

$$\varepsilon_i^{(1)} \neq 0; \varepsilon_i^{(2)} = \varepsilon_i^{(3)} = 0 \tag{2-36}$$

和双向应变状态

$$\varepsilon_i^{(1)} \neq 0; \varepsilon_i^{(2)} \neq 0; \varepsilon_i^{3} = 0 \tag{2-37}$$

2.4 应力应变之间的关系

应力应变之间的关系取决于材料及实验情况，常用的为线弹性关系。该关系可以采用虎克定律来描述。

$$[\vec{\sigma}_{ij}] = [\vec{A}_{ijkl}][\vec{\varepsilon}_{kl}] \tag{2-38}$$

式中 $[\vec{A}_{ijkl}]$ 为弹性常数矩阵。

因为 $[\vec{\sigma}_{ij}]$ 和 $[\vec{\varepsilon}_{ij}]$ 是对称的，故矩阵 $[A_{ijkl}]$ 应包含 36 个弹性系数。但对于均质体，在弹性理论中，采用两常数来描述应力应变之间的关系。

其总的形式为

$$[\vec{\sigma}_{ik}] = 2\mu^*[\varepsilon_{ik}] + \lambda^*\varepsilon_{kk}\vec{\delta}_{ik} \tag{2-39}$$

式中 λ^* 和 μ^*——弹性常数（*lame* 常数）

$\vec{\delta}_{ik}$——单位矩阵符号

还有一些弹性常数为压缩模量 K 和剪切模量 G（等于 *lame* 常数 μ^*），用来描述如下方程式

$$\sigma_{kk} = 3K\varepsilon_{kk} \quad \text{当 } k = 1,2,3$$

$$\tau_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} \tag{2-40}$$

最常用的弹性常数杨氏模量 E 和泊松比 ν 是用下式来描述应力应变关系的

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1+\nu}{E}\sigma_{ik} - \frac{\nu}{E}\sigma_{kk}\delta_{ik} \tag{2-41}$$

下面表明了这些弹性常数之间的相互关系

$$K = \lambda^* + \frac{2}{3}G = \frac{E}{3(1-2\nu)}$$

$$\mu^* = G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

$$\lambda^* = K - \frac{2}{3}G = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

$$E = \frac{9KG}{3K+G} = \frac{G(3\lambda^*+2G)}{\lambda^*+G}$$

$$\nu = \frac{\lambda^*}{2(\lambda^* + G)} = \frac{3K - 2G}{2(3K + G)} \tag{2-42}$$

这里，泊松比限制在 $0 < \nu < \frac{1}{2}$。

2.5 动力学方程

弹性动力学方程是由物体内的应力、体积力(外力)及运动加速度构成的约束条件，可以从微分角度考虑，也可以用积分方式建立，现从后一种方法考虑。

有体积为 V 的物体表面积为 S，运用动量定理，即 V 内所有质点的总动量变化率等于作用在这些质点上的合力，即

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_V \rho \frac{\partial u}{\partial t} dV = \iiint_V f dV + \iint_S F^{(n)} ds \tag{2-43}$$

式中 ρ 为质点的密度，f 为体积力，F 为作用在表面上的面力，这里不考虑质点的质量 ρdV 随时间变化的问题，则上式左边可以写成

$$\iiint_V \rho \frac{\partial^2 u}{dt} dV$$

边界上的面力应与物体内应力保持连续，即在边界上有

$$\sigma_{ij} n_j = T_i \tag{2-44}$$

n_j 是边界表面法线 n 的分量。这样式(2-43)可写成

$$\iiint_V \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} dV = \iiint_V f_i dV + \iint_s \sigma_{ij} n_j ds \tag{2-45}$$

应用 *Gauss* 高斯定理，则上式变为

$$\iiint_V \left(\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - f_i - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) dV = 0 \tag{2-46}$$

这里要求被积函数满足

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \tag{2-47}$$

这就是动力学方程。

2.6 岩体中的波动方程

从目前的研究结果来看，岩体的弹性特征决定着开采应力的动态变化。下面介绍这些特征参数如何与地球物理参数如纵横波在岩石中的传播速度等联系在一起。

考虑微小体积单元上，dV = dxdydz 作用的力，$u_i(u_1, u_2, u_3)$表示位移，引进标量 Φ^* 和矢量 $\Psi_i^*(\gamma, \chi, \varphi)$，则

$$\vec{u}_i(u_1, u_2, u_3) = \text{grad}\Phi^* + \text{rot}\Psi_i^* \tag{2-48}$$

在微单元上作用有体力

$$\vec{F}_i = F_i^{(a)}\rho dV$$

式中 $\vec{F}_i(F_1^{(a)}, F_2^{(a)}, F_3^{(a)})$——单位质量上的力

ρ - 密度

同时，在其上作用有面力。假设应力在 dV 单元的表面间按线性变化，对作用在 z 轴方向上的力求和，这样可以写成

$$\begin{aligned}&(\sigma_{33} + \frac{\partial\sigma_{33}}{\partial z}dz)dxdy - \sigma_{33}dxdy + \left(\tau_{23} + \frac{\partial\tau_{23}}{\partial y}dy\right)dzdx\\&- \tau_{23}dxdz + \left(\tau_{13} + \frac{\partial\tau_{13}}{\partial x}dx\right)dzdy - \tau_{13}dzdy\\&= \left(\frac{\partial\sigma_{33}}{\sigma z} + \frac{\partial\tau_{23}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{13}}{\partial x}\right)dV\end{aligned} \tag{2-49}$$

同样，我们可以对其它两个方向上的力求和，动力学定律要求面力和体积力之和等于惯性力 $m\frac{\partial^2\vec{u}_i}{\partial t^2}$。

因此，根据动力学定律可得

$$\begin{cases}\rho\dfrac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \rho F_1^{(a)} + \dfrac{\partial\sigma_{11}}{\partial x} + \dfrac{\partial\tau_{21}}{\partial y} + \dfrac{\partial\tau_{31}}{\partial z}\\ \rho\dfrac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = \rho F_2^{(a)} + \dfrac{\partial\tau_{12}}{\partial x} + \dfrac{\partial\sigma_{22}}{\partial y} + \dfrac{\partial\tau_{32}}{\partial z}\\ \rho\dfrac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \rho F_3^{(a)} + \dfrac{\partial\tau_{13}}{\partial x} + \dfrac{\partial\tau_{23}}{\partial y} + \dfrac{\partial\sigma_{33}}{\partial z}\end{cases} \tag{2-50}$$

矢量的形式则为

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}_i}{\partial t^2} = \rho \vec{F}_i^{(a)} + \frac{\partial \vec{\sigma}_{ik}}{\partial x_k} \tag{2-51}$$

因对于均质材料，应力和应变之间满足虎克定律，即

$$\vec{\sigma}_{ik} = \lambda^* \vec{\epsilon}_{kk} \vec{\delta}_{ik} + 2\mu^* \vec{\epsilon}_{ik} = \lambda^* \theta + 2\mu^* \vec{\epsilon}_{ik} \tag{2-52}$$

式中 λ^*, μ^* – *lame* 常数

θ – 弹性材料张量

$$\theta = \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} = \mathrm{div}\vec{u}_i \tag{2-53}$$

因此

$$\frac{\partial \vec{\sigma}_{ik}}{\partial x_k} = \lambda^* \frac{\partial \theta}{\partial x_k} + 2\mu \frac{\partial \vec{\epsilon}_{ik}}{\partial x_k} \tag{2-54}$$

当外力 $\vec{F}_i = 0$ 时，方程式(2-51)可写为

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}_i}{\partial t^2} = (\lambda^* + \mu^*) \frac{\partial \theta}{\partial x_k} + \mu^* \nabla^2 \vec{\mu}_i \tag{2-55}$$

这里，∇^2 为 *laplace*(拉普拉斯)算子。

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

对方程(2-55)的两边对 x 求偏导，则得：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\lambda^* + \mu^*) \frac{\partial \theta}{\partial x_k}\right] + \mu^* \nabla^2 \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x_i}\right) \tag{2-56}$$

或可以写成

$$(\lambda^* + 2\mu^*) \nabla^2 \theta = \rho \frac{\partial^2 \theta}{\partial t} \tag{2-57}$$

对方程式(2-55)两边采用转子操作，则得

$$\rho \frac{\partial^2 \mathrm{rot}\vec{u}_i}{\partial t^2} = \mu^* \nabla^2 (\mathrm{rot}\vec{u}_i) \tag{2-58}$$

方程(2-57)、(2-58)为采用张量形式或转子 $rot\vec{u}_i$ 形式描述的波动方程。第一式与体积变形有关，而第二式则与形状变形紧密相连，通过变换，方程(2-57)可以写成如下形式

$$\frac{\partial^2 \vec{\Phi}^*}{\partial t^2} = \frac{\lambda^* + 2\mu^*}{\rho} \nabla^2 \vec{\Phi}^* \tag{2-59}$$

而方程(2-58)可以写成

$$\frac{\partial^2 \vec{\Psi}_i^*}{\partial t^2} = \frac{\mu^*}{\rho} \nabla^2 \vec{\Psi}_i^* \tag{2-60}$$

波动方程(2-59)描述了弹性波在岩体中以如下速度向空间传播

$$v_\alpha = \sqrt{\frac{\lambda^* + 2\mu^*}{\rho}} \tag{2-61}$$

$$u_\beta = \sqrt{\frac{\mu^*}{\rho}} \tag{2-62}$$

这样就可得,在无限体中,震动形成的波,因两种不同形式的变形而形成两种波——纵波 P 和横波 S,以不同的波速传播。

通过方程(2-61)、(2-62)可以得出 *lame* 常数

$$\begin{aligned} \lambda^* &= \rho(v_\alpha^2 - 2v_\beta^2) \\ \mu^* &= \rho v_\beta^2 \end{aligned} \tag{2-63}$$

方程(2-63)表示,采用测定纵横波波速的方法,可以测定岩体的弹性常数。

2.7 冲击矿压与突出机理

冲击矿压和煤与瓦斯突出是压力超过煤岩体的强度极限,聚积在巷道周围煤岩体中的能量突然释放,在井巷发生爆炸性事故,动力将煤岩抛向巷道,同时发出强烈声响,造成煤岩体振动和煤岩体破坏,支架与设备损坏,人员伤亡,部分巷道垮落破坏等。冲击矿压还会引发或可能引发其它矿井灾害,尤其是瓦斯、煤尘爆炸、火灾以及水灾,干扰通风系统等。

冲击矿压与突出的发生需要满足能量条件、刚度条件和冲击倾向性条件。这些条件可用煤层和顶底板的刚度来说明。当煤层和顶底板的刚度均大于零,则煤岩体处于稳定状态;当煤层的刚度小于零,但煤层和顶底板的刚度之和大于或等于零,则煤岩体处于亚稳定或静态破坏状态;当煤层和顶底板的刚度之和小于零时,煤岩体将产生剧烈破坏,发生冲击矿压。

煤矿中，煤层，底板，顶板构成一个平衡系统。其中顶板底板的强度均比煤层的大，而且煤体是我们开采的对象，故在压力作用下，煤体容易遭受破坏。如果是稳定破坏，则表现为煤柱的变形，巷道的压缩等，如果是非稳定、突然破坏，则表现为冲击矿压或突出（即煤层冲击）。

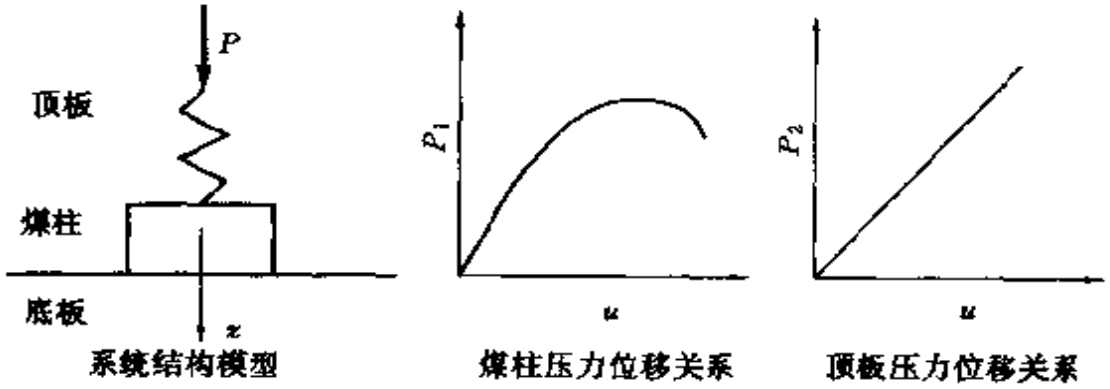


图 2-6　冲击矿压模型

为研究冲击矿压发生的机理，假设底板不变形，煤柱与顶板一起作用。顶板的质量为 M_1，刚度为 K，煤的质量为 M_2，煤柱中的力是位移和时间的函数，即 $P_2 = f(u_2, t)$。

则上覆岩层作用在顶部上的力和煤柱中所受的力分别为

$$\begin{cases} P_1 = M_1 \dfrac{d^2 u_1}{dt^2} + k(u_1 - u_2) \\ P_2 = f(u_2, t) \end{cases} \tag{2-64}$$

式中　k——顶板岩层的刚度

u_1——顶板的位移

u_2——煤柱的位移

当系统平衡时，即 $P_1 \approx P_2$

$$M_1 \frac{d^2 u_1}{dt^2} + u(u_1 - u_2) = f(u_2, t) \tag{2-65}$$

从能量的观点看，若要系统平衡，则必须使顶板中聚积的能量小于煤柱中聚积的能量，即

$$A_1 \leqslant A_2 \tag{2-66}$$

也可以说,顶板岩层中的能量 A_1 小于煤柱中聚积的能量 A_2,则系统平衡。

2.7.1 顶板运动的加速度为零,即 $\frac{d^2u_1}{dt^2}=0$

假设顶板的位移为零,煤柱中的位移增加了$\triangle u_2$,则 P_1,P_2 均发生了变化,其增量为

$$\triangle P_1 = -k\triangle u_2 \tag{2-67}$$

$$\triangle P_2 = f'(u_2,t)\cdot\triangle u_2 = \frac{df(u_2,t)}{du_2}\cdot\triangle u_2 \tag{2-68}$$

则其能量的变化为

$$A_1 = (P_1 + \frac{1}{2}\triangle P_1)\cdot\triangle u_2$$

$$A_2 = (P_2 + \frac{1}{2}\triangle P_2)\cdot\triangle u_2 \tag{2-69}$$

根据(2-67)~(2-69)式可得顶板—煤层—底板系统平衡方程式为

$$k + f'(u_2,t) \geqslant 0 \tag{2-70}$$

(2-70)式存在着三种可能性。

① 煤柱处于弹性阶段(如图 2-7 所示),即:

$$k + f'(u_2,t) > 0 \tag{2-71}$$

且

$$\frac{df(u_2,t)}{du_2} = f'u_2,t > 0$$

$$k > 0 \tag{2-72}$$

说明系统是稳定的。

② 煤柱处于残余强度阶段,但煤柱是逐步破坏的,强度是逐渐下降的,如图 2-8 所示,此时:

虽然

$$k + f'(u_2,t) > 0$$

但

$$\frac{df(u_2,t)}{du_2} < 0$$

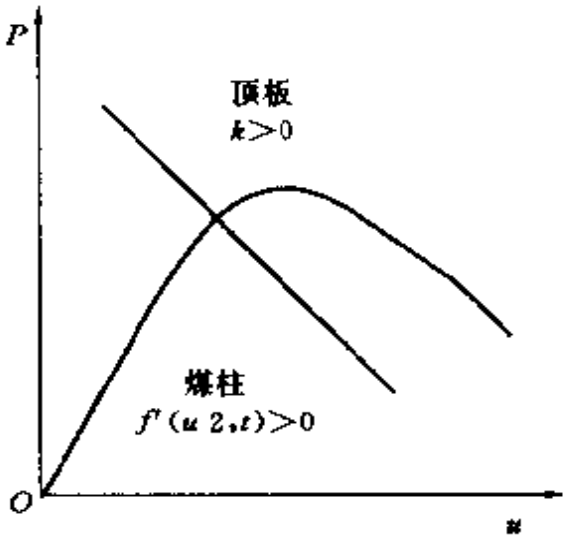


图 2-7　系统处于稳定状态

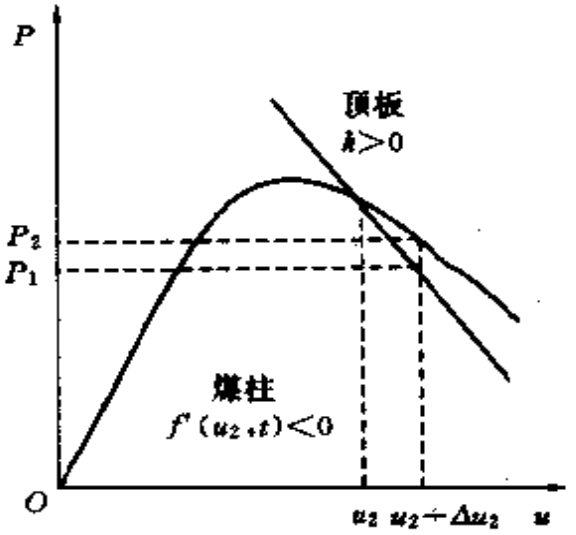


图 2-8　系统处于亚稳定状态

$$k > 0 \tag{2-73}$$

这说明煤柱的破坏过程是静态破坏，也可以说，系统结构是亚稳态的。

③ 煤柱处于残余强度阶段，煤柱是脆性破坏，强度发生突变，如图 2-9 所示，此时：

$$k + f'(u_2, t) < 0$$

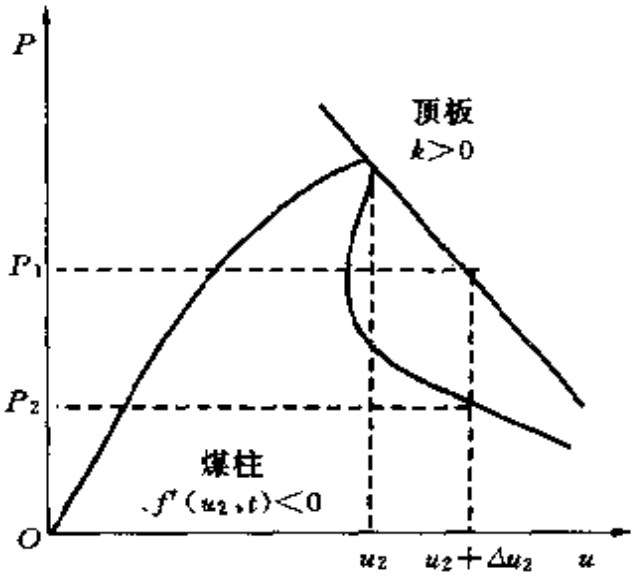


图 2-9 系统突然动态破坏

其中
$$\frac{df(u_2,t)}{du_2} < 0$$

$$k > 0 \tag{2-74}$$

这时,煤柱的破坏过程为动态破坏,并伴随有能量的突然释放,即冲击地压。释放能量的大小为

$$A = A_2 = A_1 = \frac{1}{2}\triangle u_2^2(f'(u_2,t) + k) \tag{2-75}$$

2.7.2 顶板突然加速运动,即 $\frac{d^2u_1}{dt^2} \neq 0$

设顶板的位移为零,煤柱中的位移增加了$\triangle u_2$,且顶板有一加速运动,其加速度为$\frac{d^2u_1}{dt^2}$,则 P_1,P_2 也均发生了变化,顶板和煤层中的能量平衡也被打破。

顶板和煤层中力的增量为:

$$\triangle P_1 = -k\triangle u_2 - M_1\frac{d^2u_1}{dt^2}$$

$$\triangle P_2 = f'(u_2,t)\triangle u_2 \tag{2-76}$$

则其中的能量为

$$A_1 = (P_1 + \frac{1}{2}\triangle P_1)\triangle u_2 + \frac{1}{2}M(\frac{d^2u_1}{dt^2})^2$$

$$A_2 = (P_2 + \frac{1}{2}\triangle P_2) \cdot \triangle u_2 \qquad (2\text{-}77)$$

此时，顶板—煤柱—底板的系统平衡方程为

$$f'(u_2, t) + k - M_1 \frac{d^2u_1}{dt^2} \geqslant 0 \qquad (2\text{-}78)$$

由于顶板有一加速运动，则顶板的刚度 k 减小了 $M_1 \frac{d^2u_1}{dt^2}\frac{1}{\triangle u_2}$。此时，顶板刚度为

$$k' = k - M_1 \frac{d^2u_1}{dt^2}\frac{1}{\triangle u_2} \qquad (2\text{-}79)$$

在这种情况下，与没有顶板加速度相比，煤层更容易处于不稳定状态，即

$$f'(u_2, t) + k' < 0 \qquad (2\text{-}80)$$

这时，更容易发生冲突地压，且强度更猛烈。此时，系统破坏时释放的能量比(2-75)式的要多$\frac{1}{2}M_1(\frac{d^2u_1}{dt^2})^2$。

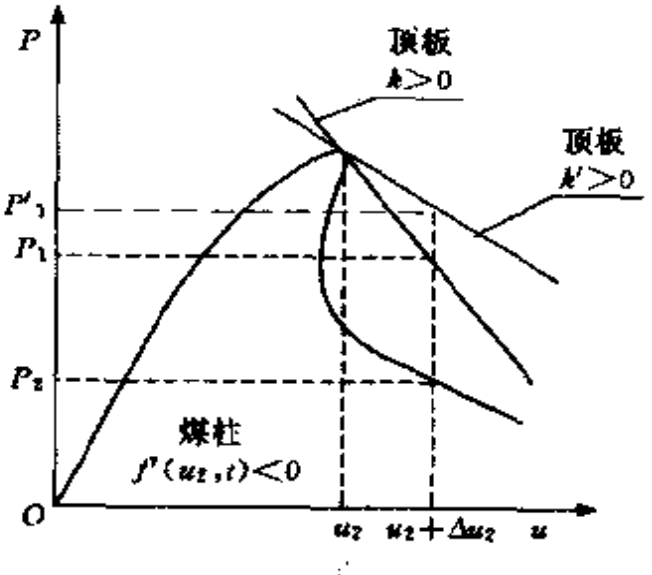


图 2-10　系统突然动态破坏

2.8 煤岩冲击破坏机理

煤岩震动冲击破坏主要有两种形式，一是瞬时发生，一是延时发生，这可以由煤岩体变形破坏的弹塑脆性模型来说明。该模型还可以说明煤岩体变形破坏过程中的声发射、电磁辐射现象及特征，*Kaiser* 效应等。

大多数煤岩体的破坏是在载荷作用下，经过一定时间后发生的。实验研究及现场测试均表明，对于许多固体材料，在稳定载荷作用下，会出现流变现象。其蠕变曲线 $\varepsilon(t)$ 可分为三个阶段。第一阶段蠕变，应变速率逐渐减小；第二阶段蠕变，为定常蠕变；第三阶段蠕变，为加速蠕变直至破坏。这就是材料从流变到突变的破坏现象。煤岩体同样具有这种破坏现象。

上述这种现象只有在煤岩体上所受的应力大于煤岩体屈服强度的临界值时才出现，即 $\sigma > \sigma_1$(临界值)，而当应力小于临界值时，即 $\sigma < \sigma_1$ 时，蠕变曲线 $\varepsilon(t)$ 趋于一个常数，而其变形速度 $\dot{\varepsilon}(t) \to 0$。

应变曲线 $\varepsilon(t)$ 和应力应变关系 $\sigma(\varepsilon)$ 如图 2-11 ~ 2-13 所示。

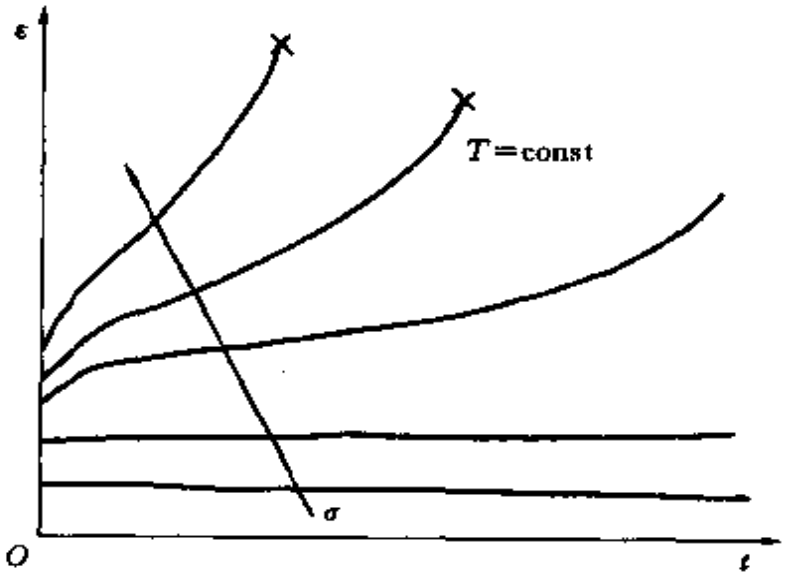


图 2-11 三向常载荷下 $\varepsilon(t)$ 的曲线

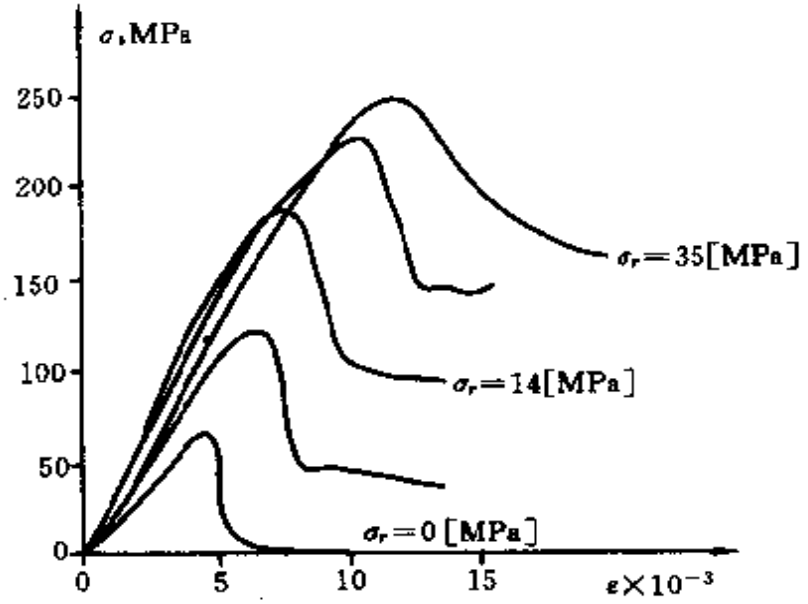


图 2-12　应力之间的关系

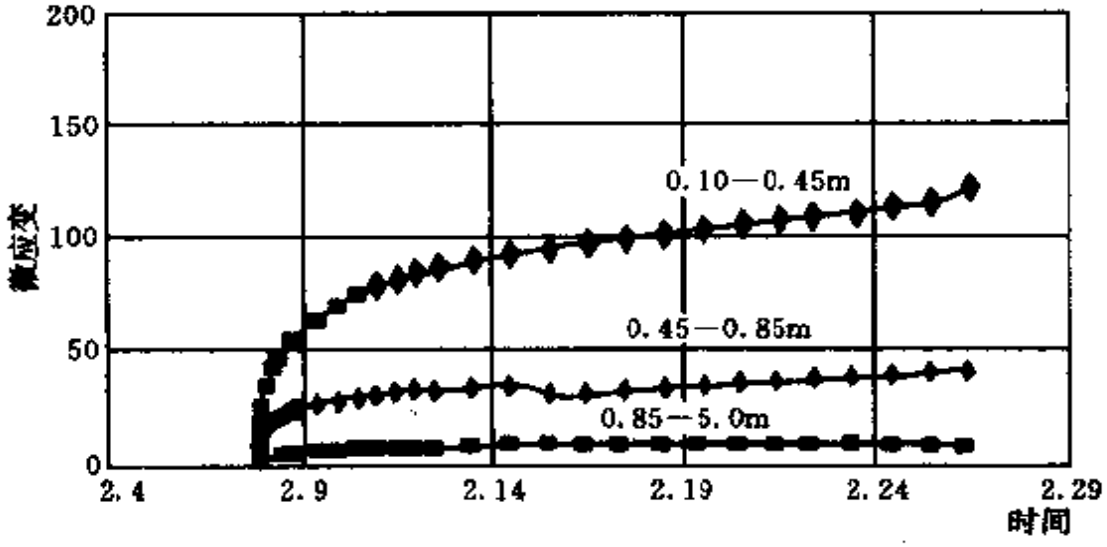


图 2-13　采深 352*m*，放炮 20 天后所得的结果

2.8.1　弹塑脆性体的突变模型

弹塑脆性体的突变模型(即冲击地压模型)可采用 *Poynting-Thomson* 模型加两个脆性单元组成，如图 2-14 所示。其中一个分支为弹性单元＋脆性单元组成。另一个分支为 *Maxwell* 单元＋脆性单元组成。

其中，脆性单元的强度临界值为 σ_1，材料的破坏程度用损伤因

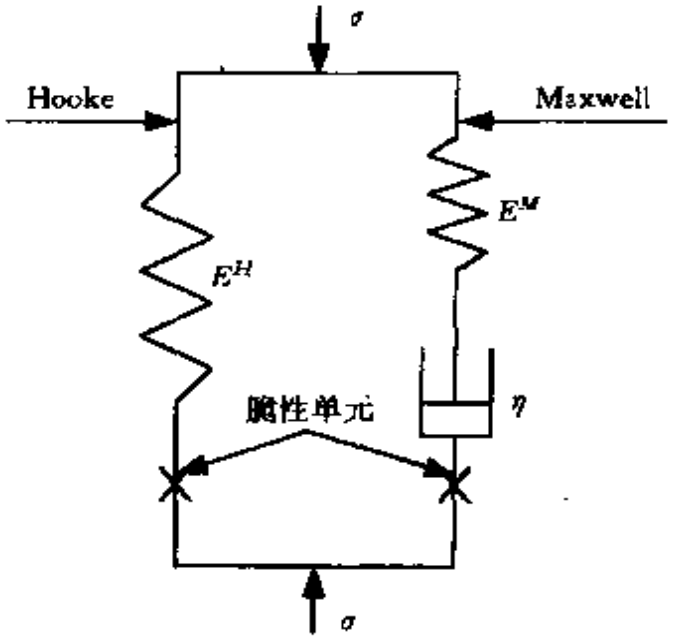


图 2-14 弹塑脆性模型

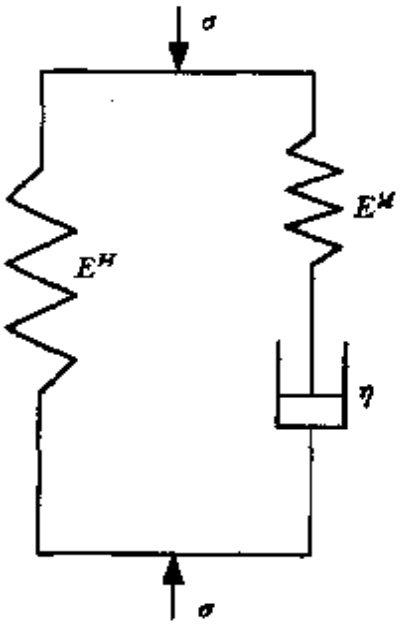


图 2-15 弹塑性 P－t模型

子 D 来描述，即当 D = 0 时，材料没有破坏，D = 1 时，材料完全破坏，而 $\sigma_t = \frac{\sigma}{1-D}$称为有效应力。则其应变为

$$\epsilon = \frac{\sigma}{E(1-D)} \tag{2-81}$$

故 D 是材料横截面上微裂隙的密度及应力集中效应的反映。

上述模型有一对脆性单元，当其脆性单元的应力 σ_k 小于 σ_l 时，脆性单元为刚体，而当 $\sigma_k > \sigma_l$ 时，脆性单元及分支破坏。在 P－T模型中，当应力为常数时，即 $\sigma = \sigma_0 = C$ 时，虎克分支中 σ^H 逐渐增长，而 *Maxwell* 分支中，σ^M 逐渐减小。

如果在 t 时刻，两分支 σ^H 和 σ^M 中有一个压力跳跃，即有应力增量 $\triangle\sigma$，若其应力总和超过 σ_l，整个模型立刻破坏。

如果 $\sigma = \sigma_0 =$ 常数，两分支中的应力均小于 σ_l。虎克体不破坏，则该模型的特性表现为 P－T 模型的特性。

最有讨论价值的情况是

$$\sigma_l < \sigma_l \cdot G^H \tag{2-82}$$

式中

$$G^H = 1 + \frac{E^M}{E^H} \tag{2-83}$$

在这种情况下，弹塑脆性体在经过时间 $\triangle t_2$ 后破坏（称之为流变－突变破坏）。σ^H 值需从 t 时刻的 σ_t^H 增加到 $\sigma_t^H(t) = \sigma_l$（因 σ^M 是衰减的，则仅有 $\sigma_t^H(t)$，使得 $\sigma_t^H(t) = \sigma_l$ 而破坏）。

因为在 P－T 模型（见图 2-15）中，当 $\sigma = \sigma_0 =$ 常数，及 $\epsilon(t_0) = \epsilon_0$ 时，

$$\epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E^H} + (\epsilon_0 - \frac{\sigma_0}{E^H}) e^{-\frac{t}{\tau_\sigma}} \tag{2-84}$$

$$\tau_\sigma = \frac{\eta}{E^M} \frac{(E^H + E^M)}{E^H} \tag{2-85}$$

由上式，可得

$$E^H[\frac{\sigma_0}{E^H} + (\epsilon_0 - \frac{\sigma_0}{E^H}) e^{\frac{\triangle t_2}{\tau_\sigma}}] = \sigma_l$$

$$e^{-\frac{\triangle t_2}{\tau_\sigma}} = \frac{\sigma_l - \sigma_0}{E^H \epsilon_0 - \sigma_0} \tag{2-86}$$

当 $\sigma_0 > \sigma_l$ 及 $\sigma_0 > E^H\epsilon_0$ 时

$$\triangle t_2 = \tau_\sigma \cdot \ln \frac{E^H \varepsilon_0 - \sigma_0}{\sigma_l - \sigma_0} \tag{2-87}$$

这是当载荷 $\sigma = \sigma_0 =$ 常数，而且满足公式(2-82)时弹塑脆性模型的破坏时间，见图 2-16 所示。

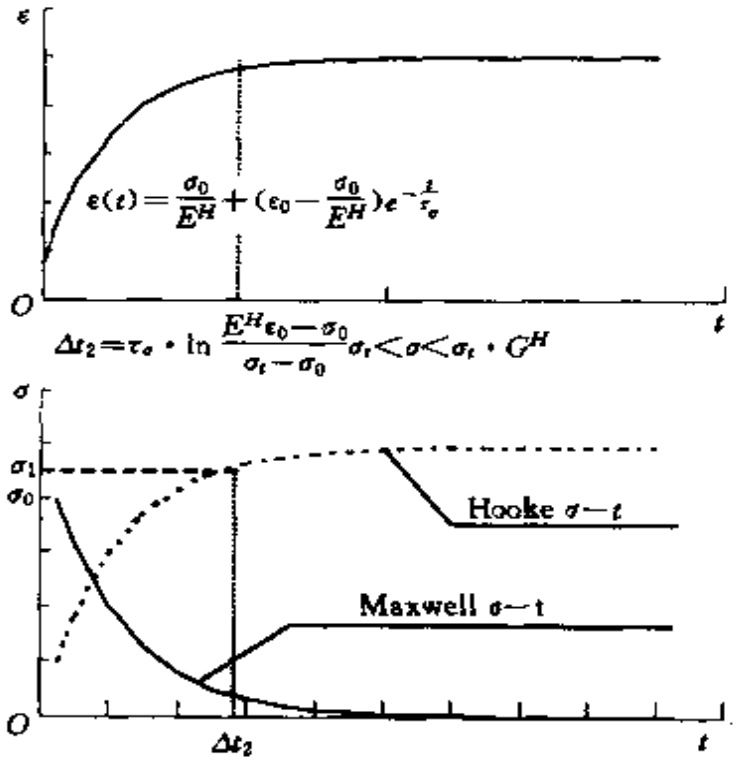


图 2-16 弹塑脆性模型的蠕变曲线及破坏时间

由此可知，在 σ 等于常数的情况下，弹塑脆性模型将出现两种强度特性，即瞬时强度(载荷发生跳跃)和长时强度(常载荷作用)。

如果 $\sigma(\varepsilon)$是连续的，则其变形能为

$$W(\varepsilon) = \int_\varepsilon \sigma(\varepsilon)\, d\varepsilon \tag{2-88}$$

2.8.2 弹脆性场分析

弹脆性元素有如下特性：

① 弹脆性元素只需一个参量，即临界强度 σ_l，当 $\sigma_i < \sigma_l$时，为线弹性，当 $\sigma_i \geqslant \sigma_l$时，则发生不可逆转的破裂。

② 弹脆性场可用连续分布函数 $g(\sigma_l)$来描述，其物理意义为极限(如应力极限等)。

③ 分布函数的初始值为

$$g(\sigma_1) \geqslant 0, 0 \leqslant \sigma_{\min} \leqslant \sigma_l \leqslant \sigma_{\max} \leqslant \infty \tag{2-89}$$

$$\int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} g(\sigma_l)\, d\sigma = 1 \tag{2-90}$$

连续的 $g(\sigma_l)$确定了概率密度，而公式

$$p_r\{a \leqslant \sigma_1 \leqslant b\} = \int_a^b g(\sigma_1)\, d\sigma_1 \tag{2-91}$$

则表示满足 $a \leqslant \sigma_1 \leqslant b$ 时的概率。

公式(2-91)式可以是连续的、离散的或是混合的，当 $\sigma_{min} = \sigma_{max}$时，所有的弹脆性单元均具有同样的强度，系统是均质的。在虎克分支和 *maxwell* 分支的弹性元素处，模型变为弹性，因在截面积 dS 上，弹模 E_0^H 均相同，则可用 $E_0{}^H$ 与 S 表示。不考虑 σ_1 在横向的影响，则虎克体内的应力可表示为积分形式

$$\sigma(t) = \varepsilon(t) \int dE_0^H \tag{2-92}$$

对于初始的弹性场，采用 $E_0{}^H$，则

$$\sigma(t_0) = \varepsilon(t_0) E_0^H$$

在力的作用下发生破坏的过程，假设在每一时刻 t，满足如下式样

$$S_0 = S_z(t) + S_c(t) \tag{2-93}$$

式中，$S_z(t)$为已破坏的面积，而 $S_c(t)$则为作用面积。作用面积 $S_c(t)$的减小，意味着弹模 E^H 的降低。

$$E^H(t) = E_0^H(1 - D(t)) \tag{2-94}$$

式中：$D(t) \leqslant 1$ 为损伤因子。$E^H(t)$随时间的变化，就是一蠕变函数(*Dershi*)。

这样，就可以定义在某一时刻，弹脆性场的破坏程度

$$0 \leqslant D(t_1) \frac{S_z(t_1)}{S_0} = \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} g(\sigma_l)\, d\sigma_l \leqslant 1 \tag{2-95}$$

$P(\sigma_1)$为密度 $g(\sigma_1)$的概率分布函数。

因为破坏的不可逆性，D 值是非减的，则弹脆性场表现为 *Kaiser* 效应。

尽管在弹性场中没有考虑任何阻尼元素，但可以说，岩石的损伤因子 D(t)的增长过程可以与声发射和电磁辐射的能量释放紧密相关。损伤速度在某些情况下不是一个光滑的函数。当损伤因子 D(t)上升到△D 时，声发射和电磁辐射的事件及脉冲数与其变化一样(见第 6 章的实验研究)。N 表示这些事件的总和，即在 $t_2 > t_1$时刻

$$D(t_2) - D(t_1) = \sum \triangle D = C \cdot N \tag{2-96}$$

当△t→0 时

$$D'(t) \propto n(t) \tag{2-97}$$

式中 n(t)是 t 时刻的声发射事件数或电磁辐射脉冲数。

式(2-97)意味着，如果破坏过程与声发射事件(电磁辐射脉冲数)一模一样，则损伤因子 D′与岩体活动性(声发射事件数或电磁辐射脉冲数)成正比。

如果与增量$\triangle D_i$不是一样的，而 $D(t_2) - D(t_1)$之差却仍然等于增量$\triangle D_i$之和，但这个增量$\triangle D_i$之和与 N(事件数或脉冲数)不成正比。这时，可用能量来表示。能量的变化△W 可由下式来确定：

$$\triangle W = \sigma \cdot \triangle \varepsilon = \sigma(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \tag{2-98}$$

而且设破坏程度的损坏因子与变形呈线性关系

$$\varepsilon = C_1 D - C_0 \tag{2-99}$$

则

$$\triangle W = \sigma[(C_1 D_2 - C_0) - (C_1 D_1 - C_0)] \tag{2-100}$$

由此，得△W 与△D 成正比，也即

$$D' \propto W' \propto w(t) \propto \varepsilon' \tag{2-101}$$

这是一个非常重要的结果，即如果 σ 为常数，而且 $D \propto \varepsilon$，在弹

脆性场中出现破坏，破坏速率表现在瞬间能量 w(t)的释放中。

2.8.3 虎克分支的非线性弹脆性场

为了容易说明，假设弹塑脆模型的虎克分支是单轴压缩的弹脆性场，作用截面积为 S^H，在该模型中，破坏的损伤程度 D(t)的发展处于平行于压缩轴的平面上，而在弹脆性场中，作用面积为

$$S(t) = S_c(t) = S_0[1 - D(t)] \tag{2-102}$$

式中 S_0 为弹脆性场中的初始面积。

如果在面积 S^H 上作用有力 $F = \sigma_0^H(t) \cdot S^H$，则在弹脆性场中的压力为

$$S^H \cdot \sigma_0^H(t) = S_0\sigma^P(t)[1 - D(t)] \cdot \frac{\nu}{1 - \nu} \tag{2-103}$$

其中，ν 为泊松比。

而

$$\sigma^P(t) = \sigma_0^H(t)[1 - D(t)]^{-1} \tag{2-104}$$

称之为有效应力(*Kachanov*)。

假设

$$\sigma^H(g) = \sigma_0^H(t) \cdot \frac{S^H}{S_0} \cdot \frac{\nu}{1 - \nu} \tag{2-105}$$

消除了初始面积及泊松比的影响，并且

$$\sigma^P(t) = E_0^H\varepsilon(t) \tag{2-106}$$

则可得

$$E^H(t) = E_0^H[1 - D(t)] \tag{2-107}$$

$E^H(t)$是递减的，如果其上作用有应力 $\sigma^P(t) < \sigma_{max}(t)$，则模型的特性为弹性体。

当 $\sigma^H = \sigma_0^H = C$ 时，

$$\sigma_t^P = \frac{\sigma_t^H}{1 - D_t} \tag{2-108}$$

当 $\sigma_{t+\Delta t}^P < \sigma_{max}$ 时，$D_{t+\Delta t} = D_t$，而当 $\sigma_{t+\Delta t}^P \geqslant \sigma_{max}(t)$ 时，

$$D_{t+\Delta t} = D_t + \Delta D_t = \int_{\sigma_{min}}^{\sigma^p_{t+\Delta t}} g(\sigma_l)\, d\sigma_l \tag{2-109}$$

$$\Delta D_t = \int_{\sigma^p_t}^{\sigma^p_{t+\Delta t}} g(\sigma_l)\, d\sigma_l \tag{2-110}$$

对于强度均匀分布来讲，假设

$$g_1(\sigma_l) = \frac{1}{r} \qquad 当\ \sigma_{min} \leqslant \sigma_l \leqslant \sigma_{max} \tag{2-111}$$

$$r = \sigma_{max} - \sigma_{min} \tag{2-112}$$

其中，在集合$(\sigma_{max}, \sigma_{min})$以外，$g(\sigma_l) = 0$，该分布为均匀分布。例如，在弹脆性场中的虎克分支，在 t 时刻，使 $\sigma^H = C$，从(2-95)式可得

$$D_{t+\Delta t} = \frac{\sigma^p_{t+\Delta t} - \sigma_{min}}{r} \tag{2-113}$$

整理并通过(2-108)式，当 t=0 时

$$\sigma^H_{0+\Delta t} = \frac{1}{r} E^H_0 \epsilon_{0+\Delta t} (\sigma_{max} - E_0 \epsilon_{0+\Delta t}) \tag{2-114}$$

或通过(2-113)式及(2-95)式

$$D_{0+\Delta t} = \frac{1}{2r}\left[r - \sigma_{min} - \sqrt{(\sigma_{max})^2 - 4\sigma^H_{0+\Delta t} r} \right] \tag{2-115a}$$

这为两个解之一，第二个为破坏后的 $D(\sigma^H)$曲线。

在这里有一有趣现象，如果在没有破坏的虎克分支，当$\sigma_{min} = 0$时，如果 $\sigma^H \geqslant 0$，则其破坏过程与时间无关。

(1) 当 $\sigma^p_0 = \sigma^H$ 时，发生破坏。

$$D_0 = \frac{\sigma^p_0}{\sigma_{max}}$$

而且，σ^p增加到

$$\sigma^p_1 = \frac{\sigma^H}{(1 - D_0)}$$

(2) σ_1^P 造成破坏时

$$D_1 = \frac{\sigma_1^P}{\sigma^{max}} = \frac{D_0}{1 - D_0}$$

σ^P增加到

$$\sigma_2^P = \frac{\sigma^H}{(1 - D_1)}$$

(3) σ_i^P 造成破坏

$$D_i = \frac{\sigma_i^P}{\sigma^{max}} = \frac{D_0}{1 - D_{i-1}}$$

σ^P增加到

$$\sigma_{i+1}^P = \frac{\sigma^H}{(1 - D_i)}$$

数列 $D_i = f(D_i - 1)$称为周期连续性的。在 t_0 时刻的破坏可能是缓慢的,也可能是雪崩式的。对于被动连续性的,$\lim D_i = D_{0+\Delta t}$ 则得

$$D_{0+\Delta t} = \frac{D_0}{1 - D_{0+\Delta t}}$$

其中 $D_0 = \frac{\sigma^H}{\sigma_{max}}$。

$$D_{0+\Delta t} = \frac{1}{2}\left(1 - \sqrt{1 - 4\frac{\sigma^H}{\sigma_{max}}}\right) \qquad (2\text{-}115b)$$

这与式(2-115a)一致。这里,我们认为 $\sigma_{min} = 0, r = \sigma_{max}$。

由式(2-114)的结果,开始破坏的条件是

$$\sigma^P(t) > \sigma_{min}(t) = \sigma_{min} + rD(t) = \sigma_{max} - r(t) \qquad (2\text{-}116a)$$

式中

$$r(t) = r[1 - D(t)] \qquad (2\text{-}116b)$$

通过 D(t)可以得出虎克分支稳定破坏的条件。在均匀场中,

$\sigma^H = \sigma^H_{0+\Delta t} = C$，发生稳定破坏 $0 < D_{0+\Delta t} < 1$ 的充分必要条件是

$$[1 - D(t)]\sigma_{\min}(t) < \sigma^H < \frac{(\sigma_{\max})^2}{4r} \tag{2-117}$$

这里 $r - \sigma_{min_t} > 0$ 和/或与之相关的条件 $\sigma_{min} < \frac{\sigma_{max}}{2}$ 称之为结构的稳定性条件。在虎克分支中，不满足不等式 $\sigma_{min} < \frac{\sigma_{max}}{2}$ 的条件，当应力 $\sigma^H \geqslant \sigma_{min}$ 时，虎克分支立刻完全破坏。在这种情况下，破坏前不出现 *AE* 和 *EME*。

$$\sigma_l^H = \frac{(\sigma_{\max})^2}{4r} \tag{2-118}$$

称之为虎克分支的直接强度。

当 $t = 0$ 时，将(2-115a)式代入(2-107)式，可以获得 $\varepsilon_{0+\Delta t}$ 和 $\sigma^H_{0+\Delta t}$ 之内的关系，其表明，当 $\sigma^H_{0+\Delta t} \to \sigma_l^H$，$\frac{\partial \varepsilon_{0+\Delta t}}{\partial \sigma^H_{0+\Delta t}} \to \infty$ 时的直接强度。

如果引入 $\varepsilon^{\Delta} = \frac{r}{E_0^H}$ 及 $\varepsilon^0 = \frac{\sigma_{min}}{E_0^H}$ 则

$$\varepsilon^m = \varepsilon^0 + \varepsilon^{\Delta} = \frac{\sigma_{\max}}{E_0^H} \geqslant \varepsilon(t) \tag{2-119}$$

这里 ε^0 是破坏开始时的最大变形，而 ε^m 是可能的最大变形。

从公式(2-114)、(2-118)、(2-119)、(2-104)我们可以推导出

$$\varepsilon_l^H = \frac{\sigma_{\max}}{2E_0^H} \tag{2-120}$$

$$W_l^H = \frac{(\sigma_{\max})^3}{12E_0^H r} \tag{2-121}$$

式中，临界值的意思是完全破坏时的情况，与时间无关。

如果

$$\sigma^H(t) \geqslant \sigma_m^H(t) \geqslant \sigma_{\min} \tag{2-122a}$$

或

$$\varepsilon(t) \geqslant \varepsilon_m(t) \geqslant \frac{\sigma_{\min}}{E_0^H} = \varepsilon^0 \qquad (2\text{-}122b)$$

(式中 $\varepsilon_m(t)$为到此时发生的最大 ε 值)时发生破坏,此时,

$$\varepsilon(D) = \frac{1}{E_0^H}(\sigma_{\min} + rD) \qquad (2\text{-}123)$$

$$D(\varepsilon) = \frac{1}{r}(E_0^H\varepsilon - \sigma_{\min}) \qquad (2\text{-}124)$$

$$\sigma^H(\varepsilon) = \frac{1}{r}E_0^H\varepsilon(\sigma_{max} - E_0^H\varepsilon) \qquad (2\text{-}125)$$

$$\varepsilon(\sigma^H) = \frac{1}{2E_0^H}[\sigma_{\max} - \sqrt{(\sigma_{\max})^2 - 4\sigma^H r}] \qquad (2\text{-}126)$$

$$W^H(\varepsilon) = \frac{E_0^H\varepsilon^2}{6r}(3\sigma_{max} - 2E_0^H\varepsilon) \qquad (2\text{-}127)$$

这里 ε,σ^H 和 D 是时间的函数。

当式(2-122)不满足时,虎克分支为线弹性,在弹脆性体中的能量聚积直至破坏。

2.9 煤岩冲击破坏危险及声电判据

对于煤矿井下的煤岩体,其变形破坏是能量的聚积和释放的结果,是时间的函数。但在生产实践中,确定变形,破坏何时发生这个时间问题确定非常困难。

下面根据介绍的弹塑脆性模型,来分析确定采用声电方法,对冲击矿压进行预测预报及危险性评价。

假设满足破坏的条件,即 $\sigma^H(t) \geqslant \sigma_m^H(t) \geqslant \sigma_{min}$,或

$$\varepsilon(t) \geqslant \varepsilon_m(t) \geqslant \sigma_{\min}/E_0^E = \varepsilon^0$$

当出现 $\sigma = \sigma_1$,或者当 $\varepsilon(t) = \frac{\sigma_1}{E^N} = \varepsilon_1$,脆性单元破坏。如果 $\varepsilon(t)$是观测到的实际变化值,则危险程度 Z(t)将由下式确定

$$Z_\varepsilon(t) = 0, \qquad \text{当 } \varepsilon(t) < \varepsilon^0 \qquad (2\text{-}128a)$$

$$0 \leqslant Z_\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon(t) - \varepsilon^0}{\varepsilon_1 - \varepsilon^0} \leqslant 1, \text{当 } \varepsilon(t) \geqslant \varepsilon \quad (2\text{-}128b)$$

$$\varepsilon^0 = \frac{\sigma_1}{E^H + E^M} < \varepsilon_1 \quad (2\text{-}128c)$$

$Z_\varepsilon(t)$称之为某时刻煤岩破坏的危险性，它确定了在 ε 轴上与破坏点之间的距离。

由上述分析可知，煤岩变形破坏的 $\varepsilon(t)$、$w(t)$与电磁辐射的幅值、脉冲数或声发射的事件数成正比，则采用电磁辐射或声发射方法确定煤岩破坏的危险性同样可采用式(2-128b)的方式，其中 N_1 为临界值，N^0 为初始值。

$$0 \leqslant Z_n(t) = \frac{N(t) - N^0}{N_1 - N^0} \leqslant 1 \qquad \text{当 } N(t) \geqslant N^0 \quad (2\text{-}128d)$$

很重要的一点是要想在 t_1 时刻准确预测 $t_1 + T$ 时刻的危险性，必须要知道 $\sigma(t)$，其中 $t_1 < t \leqslant t_1 + T$。要近似预计 $Z_\varepsilon(t_1 + T)$值，就要求已知在 t_1 时刻的导数$\frac{d\sigma}{dt}$，以及它在 $t_1 < t \leqslant t_1 + T$ 区间中心的光滑函数。

假设在模型上作用有 $\sigma(t) = \sigma^H_{0+\Delta t} = C$，观察其上的能量 W 和/或变形 ε。在加载的那一瞬间，将发生变形 $\varepsilon_{0+\Delta t}$，聚积有能量 $W_{0+\Delta t} = \frac{\sigma_{0+\Delta t} \cdot \varepsilon_{0+\Delta t}}{2}$。以(2-128)式为基础，我们可得

$$Z_{0+\Delta t} = \frac{W_{0+\Delta t} - W^0_{0+\Delta t}}{W^l_{0+\Delta t} - W^0_{0+\Delta t}} = \frac{\varepsilon_{0+\Delta t} - \varepsilon^0_{0+\Delta t}}{\varepsilon^l_{0+\Delta t} - \varepsilon^0_{0+\Delta t}} \quad (2\text{-}129)$$

这里 $W^0_{0+\Delta t} = \frac{\sigma_{0+\Delta t} \cdot \varepsilon_{0+\Delta t}}{2}$(近似线性关系)，$W_{0+\Delta t}$和 $\varepsilon_{0+\Delta t}$为测量值，而 $W^l_{0+\Delta t}$和 $\varepsilon^l_{0+\Delta t}$则为临界值。

这意味着，煤岩体冲击破坏的危险性 $Z_{0+\Delta t}$与初始的载荷增量有关，只是在 t_0 时刻加载荷，$Z(t)$的变化是非零的。$Z_{0+\Delta t}$可以借助于能量或变形来求得。

因为

$$W(t) = \int_0^t w(t)dt + W_{0+\Delta t} \qquad (2\text{-}130a)$$

而且已知 $Z'_\varepsilon = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon^1 - \varepsilon^0}$，可以确定 W′

$$W' = w(t) = \omega \cdot \varepsilon' = \beta Z' \qquad (2\text{-}130b)$$

这里，$\beta = \sigma(\varepsilon^1 - \varepsilon^0)$，若已知 $W^1_{\theta+\Delta t}$和 β 值，以及测得 $W_{0+\Delta t}$和 W′ = w(t)，此时，对 w(t)积分，并由 $W^1_{\theta+\Delta t}$相除，则得

$$Z(t) = \frac{W_{0+\Delta t} + \int_0^t w(t)dt}{W^1_{\theta+\Delta t}} = Z_{0+\Delta t} + \frac{\beta}{W^1_{\theta+\Delta t}} \int_0^t Z'(t)dt \qquad (2\text{-}131)$$

这样，我们就可以得到煤岩冲击破坏危险性的估计值。

3 弹性波测量仪器原理

3.1 测量要求

岩石脆性变形破坏时，在岩体中传播的弹性波有很宽的频率范围和各种活动特征(单位时间内的事件数)，高能量的事件出现的很少，而低能量的频率范围增大，事件数很多。

在弹性信号频率增加的情况下，其释放的能量减少，区域也减小，即在该区域内可以用一个传感器来监测。

因有不同的频率范围和信号能量，也考虑观察区域的变化，则有不同的测量方法来观察弹性波在岩体中的传播。频率范围与方法之间的关系如图 3－1 所示。

上述不同频率范围对应着不同的测量方法和机理。对于采矿来说，主要有微震法和地音法。这两种方法的区别主要在于记录和分析地震波现象的数量，假设弹性脉冲信号的数量用下式表示

$$\log N(E_0) = a' - b' \log E_0 \tag{3-1}$$

式中 $N(E_0)$——释放能量 E_0 的次数；

a'，b'——常数。

这对应着 $G-R$ 地震关系式

$$\log N(M_c) = a + b(8 - M_c) \tag{3-2}$$

上述(3-1)式表示，在弹性波情况下，记录的事件次数随能量的增加而呈对数减小，这决定着记录和解释方式。

同时，事件的能量随着频带上限的增加而减少。此外，测量信号的质量取决于记录频率的范围，也取决于测量仪器及解释方式。

岩体的机械振动转化成电振动借助于传感器，每一个测量信

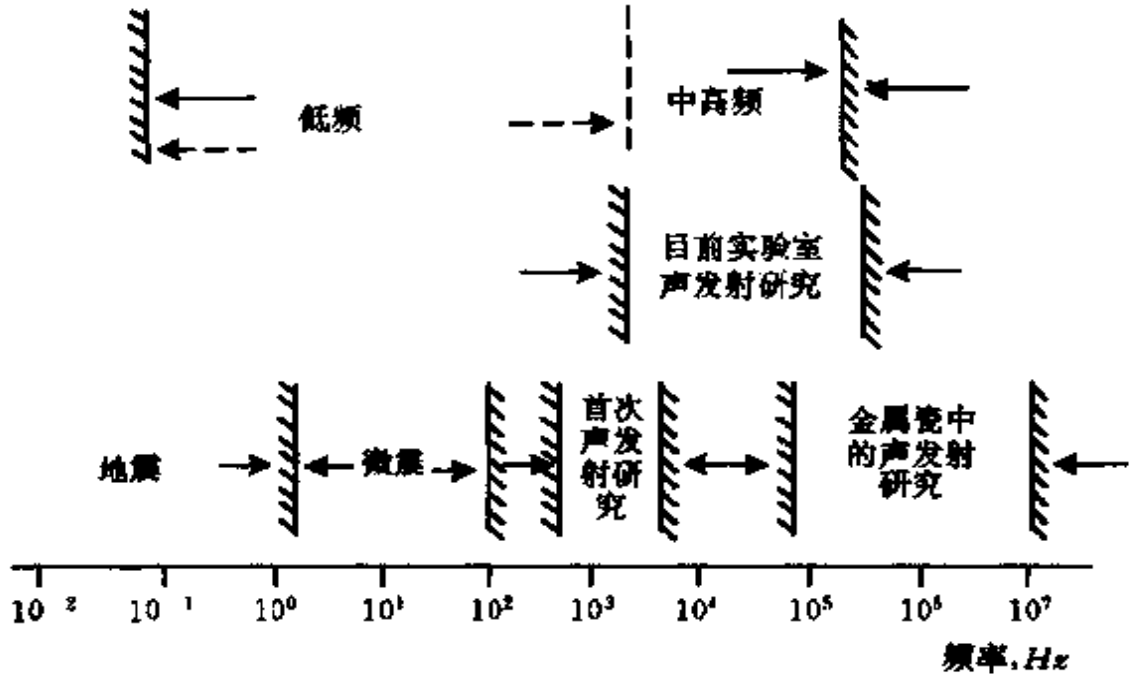


图 3-1 按频率对岩体中弹性波的研究分类

号用合适的传感系统传输(称为通道)到显示和记录系统。当然,测量通道的数量和质量取决于仪器的质量,一般仪器分为单通道和多通道。

① 记录速度

弹性波信号的记录可分为两种,快速记录和慢速记录。快速记录的情况下,仪器记录从传感器接受到的全部信号,可以进行时间和频率方面的全面分析。而在慢速记录的情况下,仪器记录部分信号,通常是信号的轮廓,从这可以得到信号的能量,这种记录可以确定单位时间内信号的数量和能量。

② 记录的种类

可以是逻辑记录,即连续记录振动参数的变化,如速度和加速度(用纸或磁带或数码记录)。这是记录信号后,将逻辑模型信号转化成数码信号,输入数码仪。这可以借助于两种结构的数码系统,断线和实时系统(在线)。

第一种为记录记忆系统,信号的显示与测量系统无关,对测量记录数据无影响,而第二种则与测量系统联系在一起的实时记录,

这对数据测量记录有影响。

因此,考虑频率的上升使信号的数量剧增,可以考虑两种经典的记录解释方式。

(1) 微震。通过多个传感器网记录单个信号,多次和复合记录其过程,可以详细分析信号源的多种特征参数(如:震中坐标,大小,震中的机理,震动的能量,震动矩及震动矢量)。这种方式可以记录到高能量强信号,可在采矿大范围内应用。

(2) 声发射法。主要是基于大量弱信号的观测,记录采用有限的几个传感器,通常是一个。测量观测的信息通过一定的参数统计来评价岩体的运动过程或岩体的状态,这些参数为某一个时间数或某一个区域(如地音活动,信号能量,信号在时间方向的分布或幅值的分布)。

采用何种方式主要取决于信号的采集系统(传感器),信号的传输系统(不考虑信号的显示和传输速度),及岩体中获得的信号的记录方式。

3.2 测量仪器原理

地震传感器是以压力信号或电信号随时间的变化来反应地层的机械振动,这些信号将送到记录存储器,进行存储和处理。

地震传感器有自己的机械和电子特性,最初的地震传感器是用机械测量系统来重现地层振动的。大多数测量振动的传感器是基于悬挂物体惯性的原理,地基的振动在传感器上表现为位移指数。

每种振动传感器可以看成是一个将输入信号 $\xi(t)$转换成输出信号 $x(t)$的转换器。在研究震动的情况下,$\xi(t)$是地层振动,而$x(t)$是振动指数。

如果系统是线性的,则

$$x(t) = h(t) * \xi(t) \tag{3-3}$$

式中 $h(t)$——适应某种脉冲传感器

$*$——某种运算

在频率 $\omega = 2\pi f$ 的范围内，对应

$$X(\omega) = H(\omega)\Xi(\omega) \tag{3-4}$$

这里，在时间和频率之间的转换是称之为 $+j$ 和 $-j$ 的 Fourier(傅立叶)转换。

$$x(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} X(\omega)e^{j\omega t}d\omega \tag{3-5}$$

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-j\omega t}dt \tag{3-6}$$

函数 $X(\omega)$及 $\Xi(\omega)$称之为输出输入的频率，而函数 $H(\omega)$则为传感器的特征，其中的关系为

$$H(\omega) = |H(\omega)|e^{j\Phi(\omega)} \tag{3-7}$$

上述模型中，$|H(\omega)|$称之为振幅特征，而 $\Phi(\omega)$为传感器的相位特征。

实际中，对于确定的输入信号 $\xi^*(t)$(例如弦振动)和给定的频率 f，则将 $h^*(t)$称之为传感器的灵敏度。

$$h^*(t) = \frac{X^*(t)}{\xi^*(t)} \tag{3-8}$$

在地震及声发射研究中，如果具有合适的灵敏度，任何类型的传感器均可以使用，即位移传感器，振动速度传感器(探头)和加速度传感器(加速度仪)。

位移传感器对于很低频率的振动具有很高的灵敏度，故常用来接收震源的振动或特殊的目的。

对于中等大小频率的振动，速度传感器具有很高的灵敏度，这种传感器一般布置在距震源几十到几百米的地方。

对于高频(大于2000Hz)的振动，常常在震源近旁布置加速度传感器，可以较容易接收较宽频率带内的信号，甚至到几十 KHz 范围内的信号。

为了获得较理想的灵敏度和振动特征，传感器必须有一定的阻尼特征。

传感器有很强的方向性，最大的灵敏度与感应轴平行。

速度仪用来接收垂直或水平方向的振动，而三分量速度仪，则是用来接收三个互相垂直方向的振动的。

对于高频率的传感器，传感器要与岩石介质紧密相连，而对于低频率的，则没有那么高的要求，只要将传感器放在准备好的基础上或直接放在坚硬岩石顶板中即可。

在现场，可采用各种方式安设传感器，如图 3-2 所示。

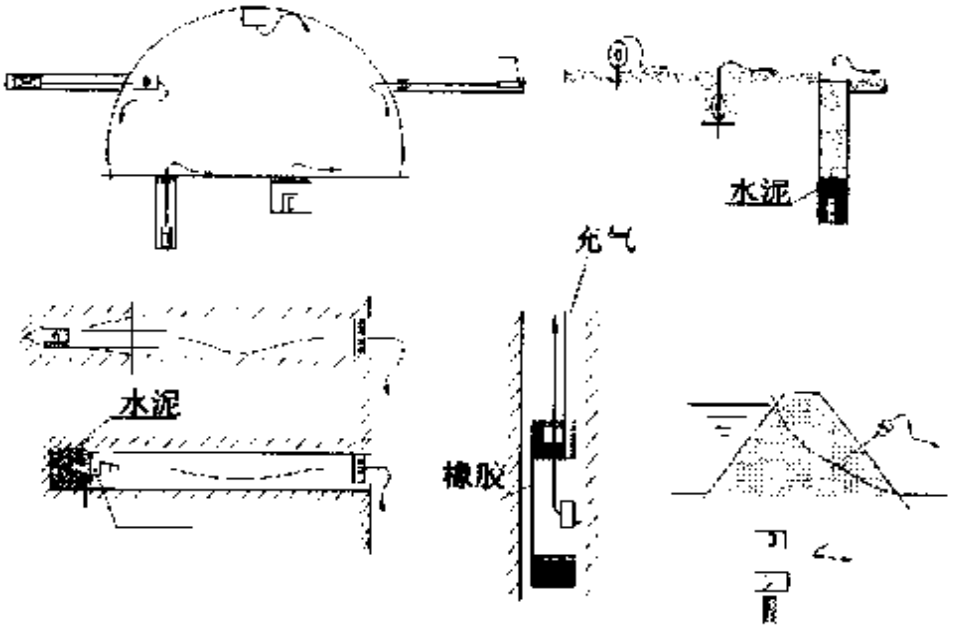


图 3-2 声发射探头布置示意图

(1) 在地面或表土中安装——要求有特殊的胶将传感器粘在坚硬的岩石上，缺点是由于胶裂开或水的影响，常常发生传感器与岩体脱开的问题。

(2) 在浅钻孔中安装(几米)——要求将其安装在水泥中，或通过传感波导杆将传感器与岩体相连。用这种方式，可将岩体的信号传到传感器，消除阻尼层的影响。

(3) 在深钻孔中安装——在特殊情况下，观察深部的岩体结构，例如地下储气罐，水，裂缝，要求特殊方法将探头与岩体紧密相

连。

(4) 采用波导器安装传感器。在一些情况下，在声发射信号的附近安设传感器很困难。这时可采用各种波导器，如平板锚杆，钢管等。这种情况有可能影响信号的质量。

为了使传感器记录到原始信号 $\xi(t)$，传感器的灵敏度应当是常数，且不取决于信号的大小，也不取决于频率范围的大小。但是很遗憾，采用惯性方式记录的情况下，很难满足此条件。只能要求在应用的较大频率范围内，灵敏度是稳定的。

如图 3-3 所示，惯性物体 M 的振动取决于弹性特征 K 和阻尼体 D 的运动，其运动方程可写为：

$$M\frac{d^2x}{dt^2} + D\frac{dx}{dt} + kx = 0 \tag{3-9}$$

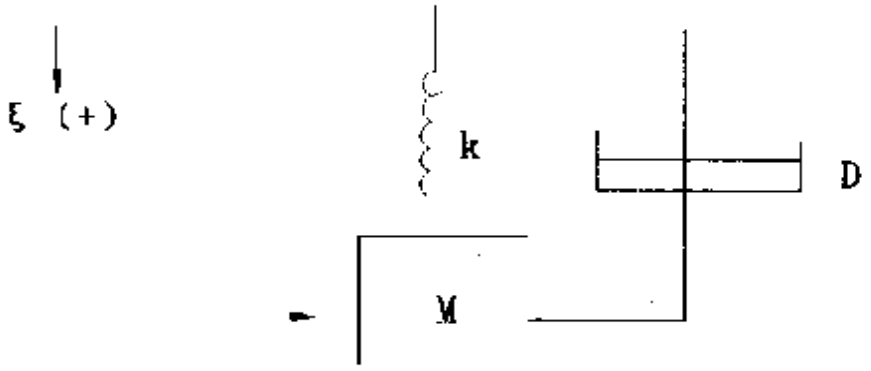


图 3-3 震动传感器机械部分示意图

或者

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2k'\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \tag{3-10}$$

式中

$$2k' = D/M$$

而

$$\omega_0 = \sqrt{k/M}$$

该方程的解为

$$x = Ae^{-\omega_0 t}\sin(\beta\omega_0 t + \varphi) \tag{3-11}$$

式中

$$\alpha = k'/\omega_0$$

$$\beta^2 = 1 - \alpha^2$$

ψ——相位

A——周期运动的振幅

同时，弹性波的阻尼可用最大振幅 A_n 和相位移动 $\psi = \pi$ 时的振幅 $A_n - 1$ 之比来表示，即

$$\Lambda = \ln \frac{A_n}{A_n - 1} = \ln \frac{e^{-\alpha\omega_0 t}}{e^{-\alpha[\omega_0 t + \pi/\beta]}} = \frac{\pi\alpha}{\beta} = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \tag{3-12}$$

这里，Λ 是阻尼衰减，其值与系数 α 有关系：

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\sqrt{\pi^2 + \Lambda^2}} \tag{3-13}$$

如式(3-11)所示，无阻尼的震荡器是周期性的，其振动周期 T_0 可表示为

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \tag{3-14}$$

对于阻尼运动，振动周期可表示为

$$T_n = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \tag{3-15}$$

公式(3-15)对于传感器的参数具有重大意义，如果输入传感器的信号 $\xi(t)$有其在某水平 C 下的平滑频率特征，则：

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2k' \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \xi(t) \tag{3-16}$$

通过傅立叶变换：

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt = X(\omega) \tag{3-17}$$

可得：

$$-\omega^2 X(\omega) - 2j\omega k' X(\omega) + \omega_0^2 X(\omega) = C \tag{3-18}$$

从而：

$$X(\omega) = \frac{C}{\omega^2 + 2jk'\omega - \omega_0^2} \tag{3-19}$$

而反傅立叶变换的形式为：

$$x(t) = \frac{1}{2\pi}\int \frac{e^{-j\omega t}d\omega}{\omega^2 + 2jk'\omega - \omega_0^2}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int \frac{e^{-j\omega t}d\omega}{(\omega + \omega_1 + jk')(\omega - \omega_1 + jk')} \tag{3-20}$$

这里：

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 - k'^2 \tag{3-21}$$

方程的解取决于 ω_0 和 k'。

当 $\omega_0 > k'$ 时，解的形式为：

$$x(t) = \frac{-1}{\sqrt{\omega_0^2 - k'^2}} e^{-k't}\sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - k'^2}\cdot t\right) \tag{3-22}$$

当 $\omega_0 < k'$ 时，解的形式为

$$x(t) = \frac{-1}{2k'^2 - \omega_0^2}\left\{e^{-\left(k' - \sqrt{k'^2 - \omega_0^2}\cdot t\right)} - e^{\left(-k' + \sqrt{k'^2 + \omega_0^2}\right)t}\right\} \tag{3-23}$$

对于特殊的情况 $\omega_0 = k'$，公式(3-22)和(3-23)有

$$x(t) = -te^{-k't} \qquad t > 0 \tag{3-24}$$

$x(t)$关系的图形见 3-4*a*，*b* 所示。

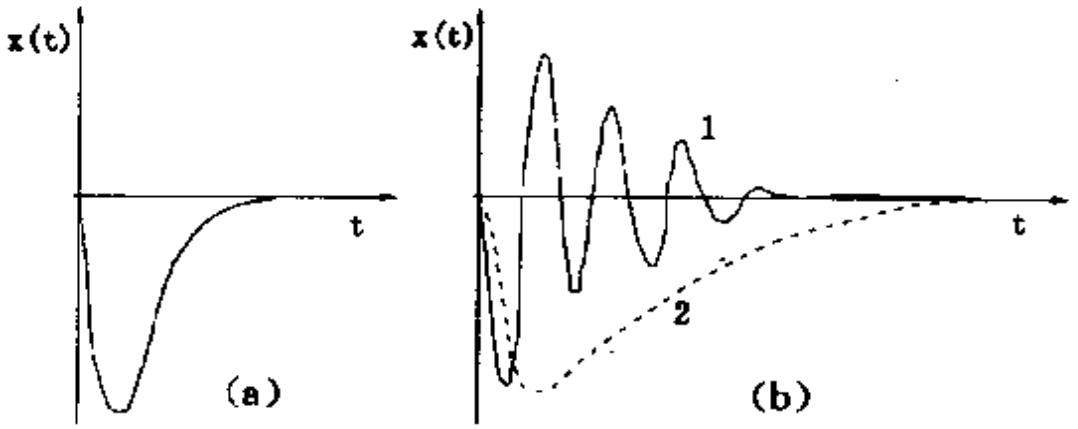


图 3-4　地震传感器机械系统特征

上式表示地层振动形式的物体振动有两种干扰形式，对于较小的系数 $k'(\omega_0 > > k')$，传感器以谐振阻尼运动的形式震荡变化（稳定频谱），这种变化一方面形成了振动图，另一方面相互产生影响。对于阻尼系数非常大的 $\omega_0 < < k'$，传感器的机械震荡迅速衰减，但恢复到平衡状态的时间很长。传感器的这种特性不利于进行真实观测，对于震动的观察，传感器的频率特性 ω_0 等于阻尼系数。

如果考虑：

$$\xi^* = \xi_0 e^{j\omega t} \tag{3-25}$$

或者说，强迫信号是单频振动，此时，波的运动方程有：

$$X = \frac{1}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1 + jk'\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)} \tag{3-26}$$

从这里，我们可以得到；

$$h^* = \frac{x^*}{\xi_0} = \frac{1}{\frac{1}{m_k^2} - 1 + \frac{jk'}{m_k}} \tag{3-27}$$

式中，$m_k = \omega/\omega_0$，是强迫振动频率与传感器自振频率之比。

振幅特征可用下式表示：

$$|H| = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{1}{m_k^2}\right)^2 + \left(\frac{k'}{m_k}\right)^2}} \tag{3-28}$$

而相位特征为：

$$\Phi = \operatorname{arctg} \frac{k'}{1 - \frac{1}{m_k}} \tag{3-29}$$

分析(3-28)的振幅特征，可以得出如下结论：

(1) 如果地震传感器的自振频率比观察信号的频率大得多，即 $\omega < < \omega_0$，则传感器的振幅特征可近似采用下式表示：

$$H(\omega) \approx \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \tag{3-30}$$

同时：

$$\xi'' = \xi_0 \omega^2 e^{j\omega t} \tag{3-31}$$

这样的传感器记录信号的频率比自振频率 ω_0 低的多，如果记录加速度，则有较稳定的灵敏度。因此，记录加速度的传感器称之为加速度仪，其特征如图 3-5 所示。

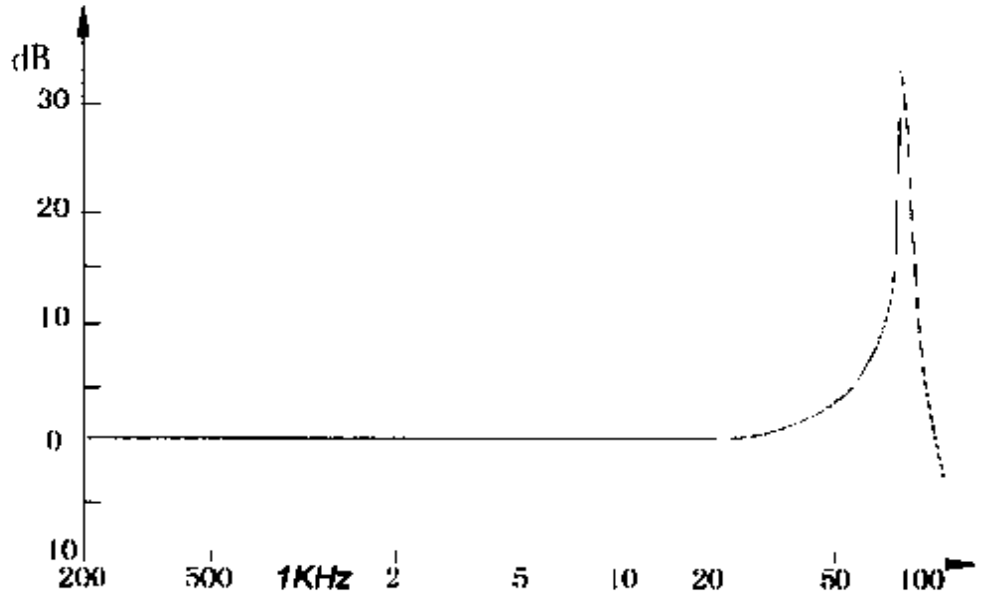


图 3-5　加速度传感器的振幅特征

(2) 如地震传感器的自振频率比观测频率小得多，即 $\omega >> \omega_0$，则传感器的振幅特征可用下式表示：

$$H(\omega) \approx \frac{1}{\omega_0^2} \tag{3-32}$$

这种类型的传感器有较稳定的灵敏度来记录位移，称之为地震仪，如图 3-6 所示。

(3) 如果地震仪的自振频率与观测频率相等，即 $\omega = \omega_0$，则其振幅特征取决于系数 k'，见图 3-7 所示。

在 $m_k = \sqrt{1 - k'^2}$ 时，函数 $H(\omega)$ 有极值，而当 $k' > 1$，函数 $H(\omega)$ 已没有最大值。在较大频率范围内是平滑的，同时在 k' 值较大，振动频率接近于 ω_0 时，传感器的振幅特征可近似采用(3-30)所示，同时

$$\xi' = \xi_0 \omega e^{j\omega t} \tag{3-33}$$

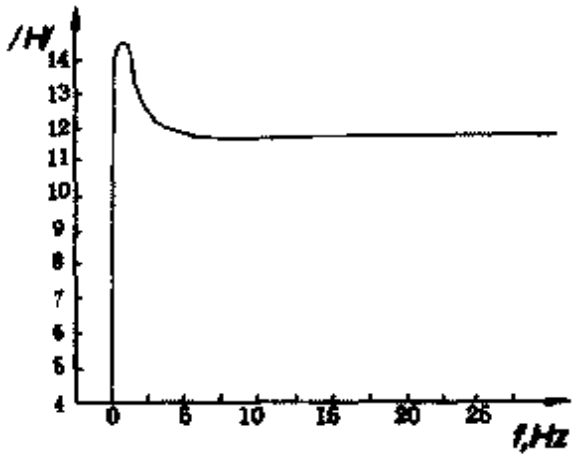


图 3-6 地震仪的振幅特征

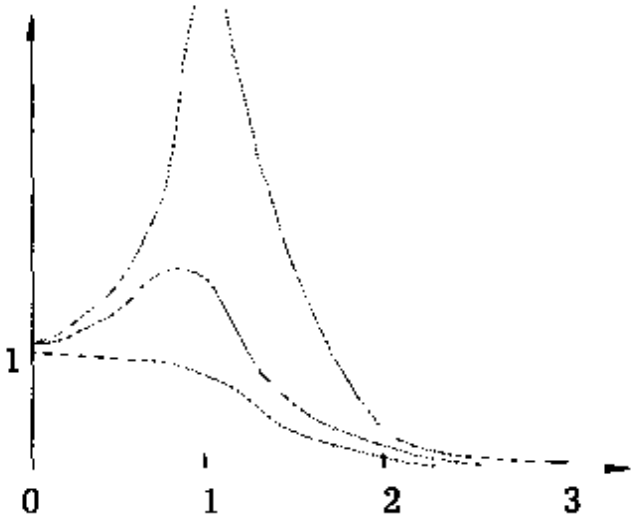


图 3-7 对于不同的阻尼 h' 值传感器灵敏度与频率归一化 m_i 之间的关系

当记录的信号频率接近 ω_0 这样的传感器，当 h' 较大时具有较稳定的灵敏度，可以记录位移速度，这样的传感器称之为探头，其振幅特征见图 3-8 所示。

以上分析结果可知，借助于惯性传感器，可以记录地层振动的大小，如加速度，速度，位移等的大小。与振动有关的这些值的大小相互之间用函数紧密相连。

设位移用谐波方程描述

$$x = x_0 \sin \omega t \tag{3-34}$$

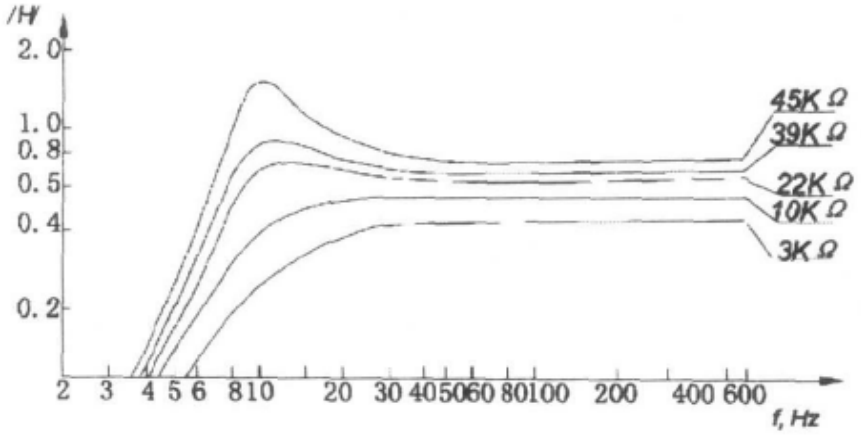


图 3-8　对于不同阻尼值探头的振幅特征

则位移的速度为

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega x_0 \cos\omega t \tag{3-35}$$

振动加速度为

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x_0 \sin\omega t \tag{3-36}$$

这些关系式的结果对应不同的频率范围，可供传感器选用。

设弹性波的低频(c)，中频(b)，高频(a)，对应着高能量(c)，中等能量(b)，低等能量(a)，见图 3-9 所示。

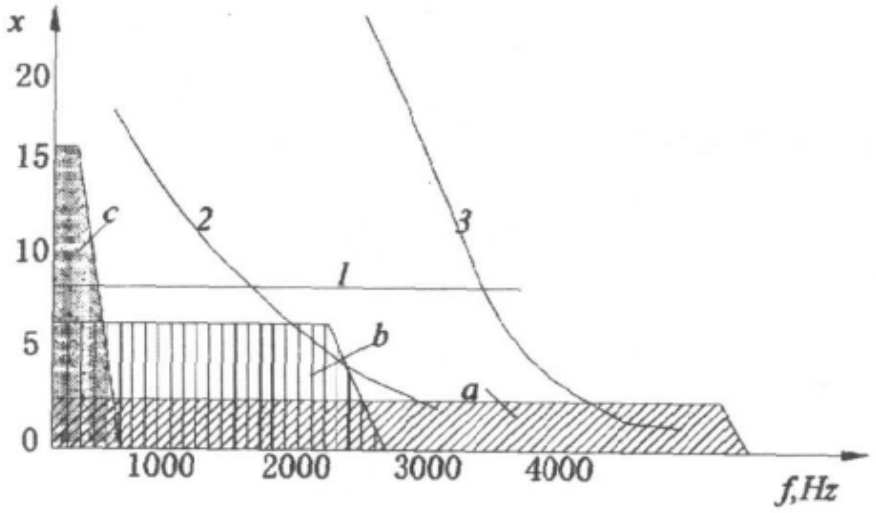


图 3-9　不同惯性传感器记录的 x 值

设这些信号的频率是平滑的，曲线 1 为地震仪。此时，根据

(3-36)式,可用探头和加速度仪测量记录的信号值,可用曲线 2 和 3 来描述。依方程解的结果,地震仪应用来记录低频信号(距离震源很远),探头用来记录中频,而加速度仪用来记录高频信号(距离震源很近)。

为了进行比较,在已知灵敏度的情况下,可采用下列类型的传感器,记录不同类型的信号,表明频率界限。对于给定频率的谐振:

$$x_a^* = h_a^* a \qquad x_v^* = h_v^* v \qquad x_d^* = h_d^* d^* \tag{3-37}$$

式中 x_a^*, x_v^*, x_d^*——加速度,速度,位移传感器的输出信号;

h_a^*, h_v^*, h_d^*——对应传感器的灵敏度。

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 d^*}{dt^2} \tag{3-38}$$

这里 a 为加速度,d^* 为位移。

因为对谐振

$$a = 2\pi f v = (2\pi f)^2 d^* \tag{3-39}$$

代入(3-37)式,可得:

$$2\pi f v h_v^* = v h_v^*$$

$$(2\pi f)^2 d^* h_a^* = d^* h_d^*$$

$$2\pi f d^* h_v^* = d^* h_d^* \tag{3-40}$$

从这里可以获得临界频率

$$f_{av} = \frac{1}{2\pi}\frac{h_v^*}{h_a^*}$$

$$f_{ad} = \sqrt{\frac{1}{(2\pi)^2}\frac{h_d^*}{h_a^*}}$$

$$f_{vd} = \frac{1}{2\pi}\frac{h_d^*}{h_v^*} \tag{3-41}$$

若设 $h_v^* = 0.6\text{V}\cdot\text{s}\cdot\text{cal}^{-1}$, $h_a^* = 40\text{g}^{-1}\cdot\text{mV}$, $h_a^* = 12\ \text{mV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$,式中 g 为重力加速度,则临界频率 $f_{av} = 922\text{Hz}$,对于低于 922Hz 的

频率信号，速度传感器比加速度传感器灵敏。

同样，比较位移传感器和加速度传感器，其临界频率为8.6Hz，比较位移和速度传感器，其临界频率为 508Hz，即对于频率低于508Hz 的信号，位移传感器有较高的灵敏度。而较高频率的信号，则应选用速度传感器。

4 矿山震动

4.1 概述

采矿微震法与记录和分析大地地震的方法相类似。采矿微震与大地地震相比，震中浅，强度小。震动频率高，影响范围小。

因此，总的来说，采矿微震具有如下特点：

1）震动能量从 10^2J(很弱)到 10^{10}J(很强)，对应地震里式震级 0～4.5 级。

2）振动频率大约 0～50Hz。

3）振动范围从弱的几百米到强的几百、甚至几千公里。

从类型上讲，采矿微震是一种高能量的震动，而较弱一些的如声响、煤炮、小范围的变形卸压，则是声发射研究的范围。其分类见图 4-1 所示。

采矿微震主要是记录矿山震动，对其进行有目的解释。分析和利用这些记录的信息，对矿山动力危险，如冲击矿压进行预测和预报。总的来说，震动现象是由于矿山开采使岩层产生应力应变过程的动力现象，具有如下特征：

1）地震波的震动频率随岩层断裂裂缝尺寸的增加而下降，即

$$f = \frac{c}{L} \tag{4-1}$$

式中 f——频率；

c——常数；

L——断裂裂缝尺寸。

2）地震波的阻尼当震动频率增加时会增大。

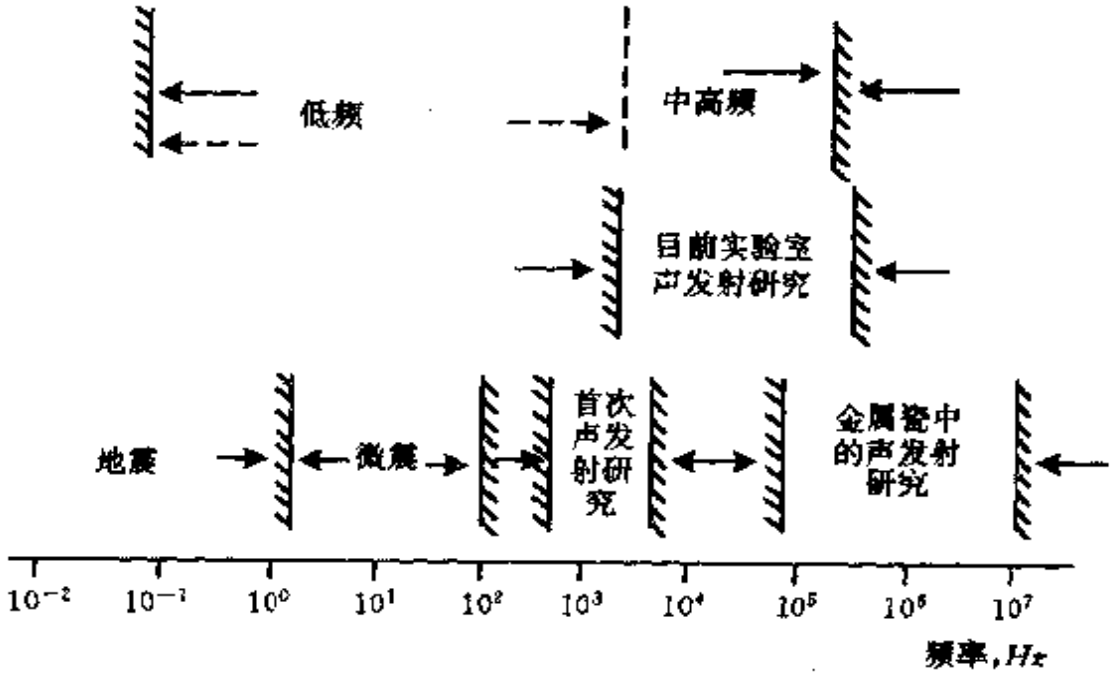


图 4-1　按频率对岩体中弹性波的研究分类

3）根据 Gurtenberg－Richter 方程，随着震动能量的增加，震动数量按对数下降。

$$\log N(E) = a - b\log E \tag{4-2}$$

式中　E——震动能量；

$N(E)$——该震动能量下的震动数量；

a，b——常数，其中，系数 b 的特征是单位时间内震动强度下降的速率。

矿山震动方法的应用，是由于矿山中将出现如下动力现象的结果。

1）开采应力随时间形成和重新分布。

2）开采后上覆岩层结构破坏。

3）坚硬致密顶板岩层变形。

4）顶板岩层的下沉。

衡量矿山震动程度的大小是采用单位时间内矿山震动的数量和震动的能量。是由井巷周围的变形体系确定的。是工作面布置方式和岩体结构构造影响的结果。例如：

1）开采边界和邻近层的残采区。

2）地质构造，如断层。

3）工作面前方的巷道、煤柱、老空区等。

上述结构构造的变化，引起应力场的变化，变化梯度越大，产生震动的可能性就越大，释放的能量就越高，震动的数量就越多。

4.2 震动发生的机理

1）波在岩石介质中的传播方程

在开采应力影响下，岩体的弹性特性决定着岩体的动态变化，而且与岩体的震动参数相关。图 4-2 表示了几种由于采矿引发的震动。而图 4-3 则表示了震动形成的纵、横波位移场。其中，图 4-2 中 d、e、f 的情况对应图 4-3 中 d 的剪切模型。

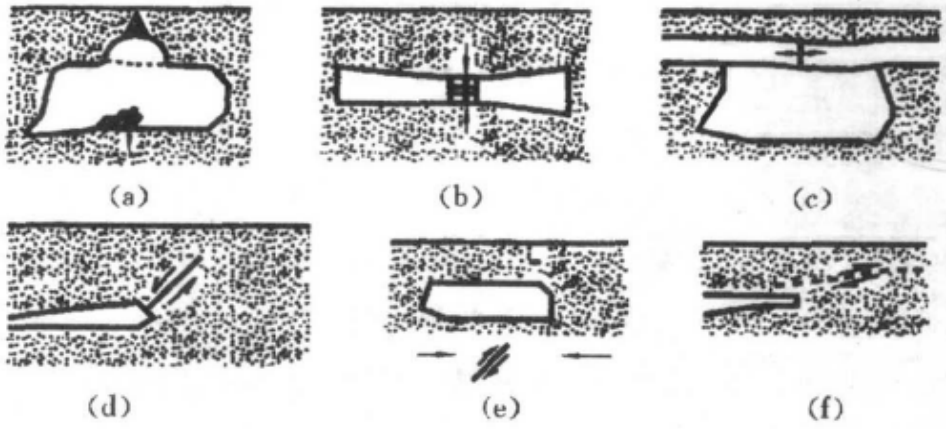


图 4-2 由于采矿引发的断裂和震动模型

设在岩体微单元 $dV = dxdydz$ 上作用有体力 Fi（$Fx = Fx'rdV$，$Fy = Fy'rdV$，$Fz = Fz'rdV$），其位移为 $u_i(u_x, u_y, u_z)$。引进标量势 Φ 和矢量势 Ψ，则：

$$\mu_i = \text{grad}\Phi + \text{rot}\Psi_i \tag{4-3}$$

在微单元上不仅作用有体力，而且六面体各个面上作用有面力。根据牛顿定律，面力和体力之和等于惯性力，则可得岩体微单元运动的微分方程。

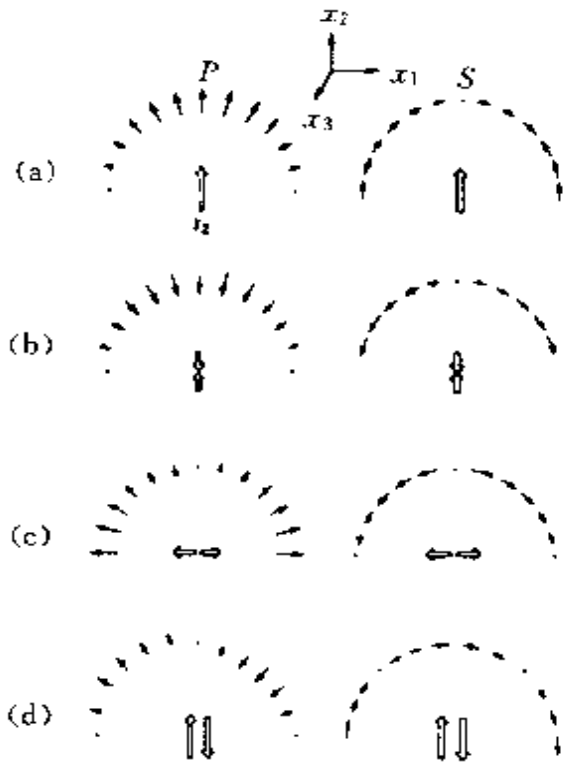


图 4-3　半平面内各种力形成的纵、横波位移场

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \rho F'_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \rho F'_y + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z}$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \rho F'_z + \frac{\partial \sigma_z}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \tag{4-4}$$

根据弹性力学的几何方程和物理方程，按空间动力问题求解，可以得到所需的波的基本微分方程：

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \rho F'_x + (\lambda + \mu) \frac{\partial e}{\partial x} + \mu \nabla^2 u_x$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \rho F'_y + (\lambda + \mu) \frac{\partial e}{\partial y} + \mu \nabla^2 u_y$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \rho F'_z + (\lambda + \mu) \frac{\partial e}{\partial z} + \mu \nabla^2 u_z \tag{4-5}$$

式中：

$$e = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{4-6}$$

设体力为零，对(4-5)式的各个分量在各个轴上求导，可以得出：

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 u_x$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 u_y$$

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 u_z \tag{4-7}$$

式(4-7)中，u_i 用转子代替，可得：

$$\frac{\partial^2 (\mathrm{rot} u_i)}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 (\mathrm{rot} u_i) \tag{4-8}$$

式(4-7)描述了岩体的体积变形，而(4-8)则描述了岩体的位置变形。这个方程式还可以写成：

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 \Phi = v_\alpha \nabla^2 \Phi$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \Psi_i = v_\beta \nabla^2 \Psi \tag{4-9}$$

因此，岩体中力作用的结果，将产生两种变形，以两种不同的波，即纵波和横波，波速为 v_α 和 v_β 传播。

2) 点源发出的地震波

地震波源是某个封闭的区域，其内部为非弹性变形，外部只有地震波传播。如果是在距波源较远的地方，如大于几个波长，则可

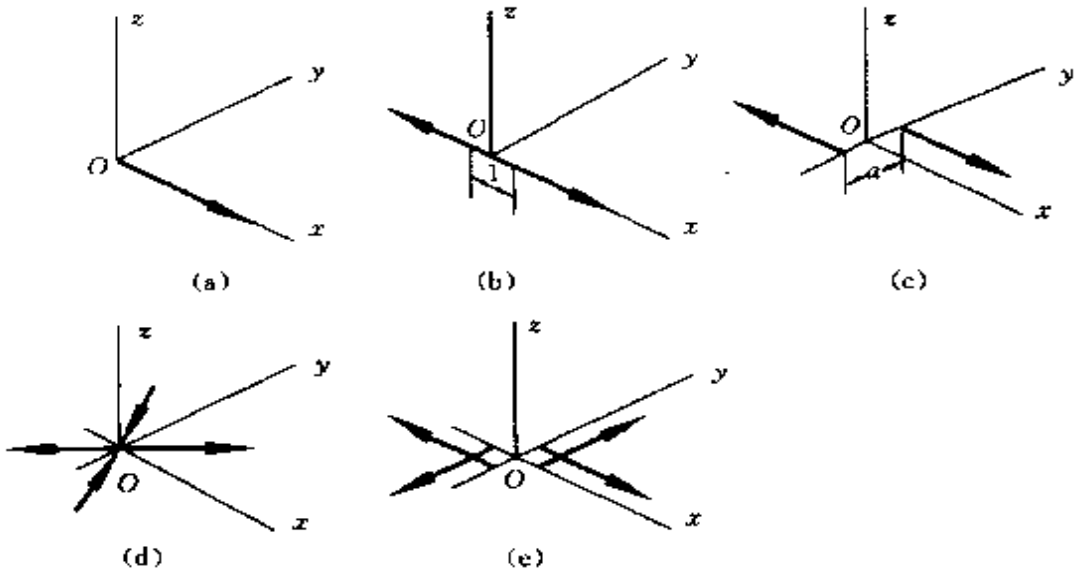


图 4-4　地震波的点源模型

将该波源的区域处理为点。图 4-4 为地震波的点源模型。

在这种情况下，岩石介质中的弹性波在作用力 $f(t)$ 的作用下，从零($t<0$)迅速增加到稳定值。如果该作用力作用在 x 轴方向，这时，当 $t\geqslant 0$ 时，位移场(x,y,z 方向)可由下式表示：

$$u = \frac{1}{4\pi\rho}\left[\frac{\partial^2(\Phi-\Psi)}{\partial x^2} + \nabla^2\Psi\right]$$

$$v = \frac{1}{4\pi\rho}\frac{\partial^2(\Phi-\Psi)}{\partial x\partial y}$$

$$w = \frac{1}{4\pi\rho}\frac{\partial(\Phi-\Psi)}{\partial x\partial z} \tag{4-10}$$

式中　ρ——密度；

Φ,Ψ——球形波函数。

$$\Phi = \frac{1}{r}F\left(t-\frac{r}{v_\alpha}\right)$$

$$\Psi = \frac{1}{r}F\left(t-\frac{r}{v_\beta}\right) \tag{4-11}$$

$F(t)$是与力源 $f(t)$的变化有关的函数。

$$f(t) = \frac{d^2F(t)}{dt^2} \tag{4-12}$$

借助于上式，可以分析在震源不同力系的作用情况。考虑波源的发射特征，并通过地震观察确认，地震学中最常用的是双力带力矩的模型。用 $M(t)$ 代替 $f(t)$，远波场中不考虑 $1/r^2$、$1/r^3$，并用球形坐标 r,Θ,φ 表示，则

纵波 $$u_r = \frac{1}{4\pi\rho}\frac{1}{\rho v_\alpha^3}\frac{1}{r}M'\left(t-\frac{r}{v_\alpha}\right)\sin^2\Theta\sin2\varphi$$

横波 $$u_\Theta = \frac{1}{4\pi\rho}\frac{1}{v_\beta^3}\frac{1}{r}M'\left(t-\frac{r}{v_\beta}\right)\sin\Theta\cos\Theta\sin2\varphi$$

横波 $$u_\varphi = \frac{1}{4\pi\rho}\frac{1}{v_\beta^3}\frac{1}{r}M'\left(t-\frac{r}{v_\beta}\right)\sin\Theta\sin2\varphi \qquad (4\text{-}13)$$

由上式可见，对于纵波和横波，其位移场是变化的。存在两个相互垂直的平面，一是断层的剪切面，一是垂直于断层面的法向面，在该两个平面上，纵波的振幅为零。纵波的最大振幅在 $\Theta=\pm45°$，向外为正，向内为负。而横波却恰好旋转了 45°。图 4-5 为双力带力矩的模型的震动纵横波位移图。

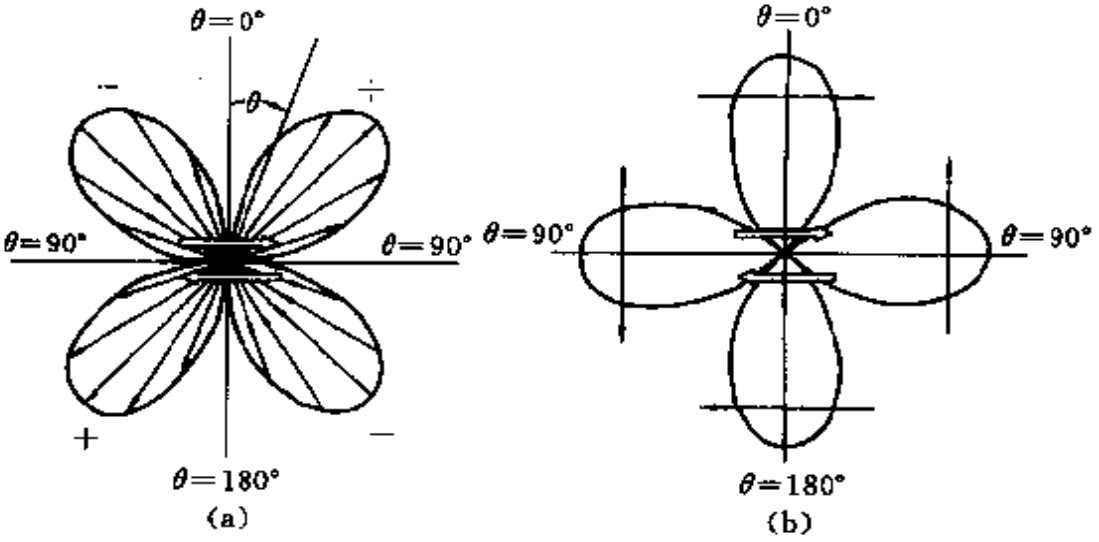


图 4-5 双力带力矩的模型的震动纵横波位移图

4.3 震动测量及观测

震动测量记录，其特点是连续不间断的测量和记录，即

(1) 完全记录研究区域通过微震门限的震动现象，特别是清

楚地记录震动的最小能量。

(2) 优化布置地震观测网,以便能根据研究区域的特点和所给的条件,能够对震中进行准确定位,确定震中的坐标。

(3) 记录质量高,能够进行进一步的分析和应用。

所谓的地震观测网,就是至少布置三台拾震器,记录三个垂直方向 $N-S$, $E-W$ 和 Z 的震动。而所谓的观测区域,则是要考虑集中的区域,分布范围及震动能量的大小,有区域型的地震网,矿井范围内的地震网和局部地震网。

经过震动仪器记录下来的就是地震图,是时间 t 的函数。该函数主要是由如下因素综合作用的结果。

(1) 震动的传播过程及其源函数 $z(t)$,该函数将影响地震能,波传播特性,频谱特征等。

(2) 地震波通过岩体,从震中传播到拾震器的传播函数 $p(x, t)$。

(3) 地震测量仪特征函数 $k(t)$。

地震信息主要是根据地震图来应用的,而地震图的好坏则是震动仪器的反映。目前数字式震动仪器可以记录高质量的地震图,可以达到充分高效地利用地震信息的目的。

利用地震图,首先要较为准确、详细的识别地震波形和地震波初次进入观测站的时间。从震中传到观测站的地震波的好坏,主要取决于振幅的衰减,波的阻尼、离散以及在不同岩体弹性介质边界的折射与反射。

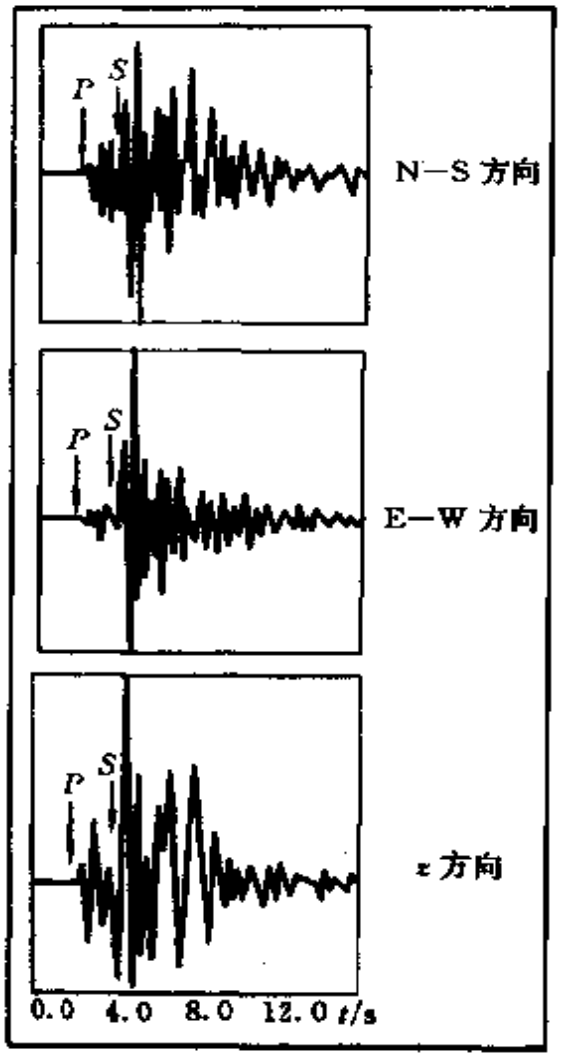
图 4-6*a* 为不同类型的地震波型。区别主要是传播动力特征,纵波 P 是压缩波,首先出现;S 是剪切波,然后出现。当然,还有其它类型的波,如面波等。而图 4-6*b* 为观测站的安设方式。

表 4-1 为不同的地震波在岩体中传播的速度。

4.4 震源位置确定

矿山震动中,最重要,最基础的一条,就是对震源及冲击矿压的中心位置进行定位,震源是进一步分析震动特征的出发点。通

过对震源的确定，可以进一步分析震动集中的区域，震动趋势预测，确定震动与开采方向的因果关系，选择最优防治措施等。

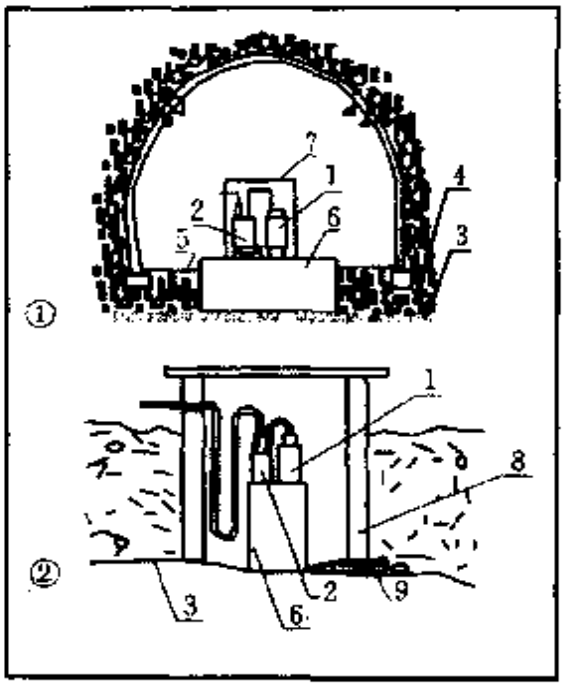


(a)

图 4-6a 地震波形图

表 4-1 纵波和横波在不同岩体中传播的速度

岩石种类	纵波速度	横波速度
砂 岩	2500 ~ 5000	1400 ~ 3000
页 岩	2200 ~ 4600	1100 ~ 2600
煤	1400 ~ 2600	700 ~ 1400
石灰岩	5200 ~ 6000	2800 ~ 3500
泥、沙	200 ~ 1000	50 ~ 400



(b)

图 4-6b　观测站的布置方式

1－地震仪；2－调制器；3－硬地基；4－松动岩体；5－扩展裂缝；6－小泥基砖；7－安全火花壳；8－小泥管；9－裂缝

对震源定位，要求有较高的准确性，能够定位到巷道，甚至是巷道哪一部分及哪一层顶板岩层。下面介绍常用的震源定位法。

4.4.1　纵波首次进入时间法—P 法

这是矿井地震网中最常用的方法之一，其优点是：

① 首次出现的 P 波容易确认。

② 与其他波相比，P 波初次进入时间的确定误差较小。

③ 可以用计算机程序自动确定初次进入时间。

总的来说，震动波初次出现在观测站为 $r_i(x_i, y_i, z_i)$ 处的时间 t_i（$i = 1、2\cdots\cdots n$ 观测站号）可用下式描述：

$$t_i = t_0 + t(r_i, r_0)$$

式中　t_0——震源出现震动的时间；

r_0——震源的位置矢量，$r_0(x_0, y_0, z_0)$。

考虑波传播的各个路径，从震源 r_0 传播到地震观测站 r_i 的最

短时间 $t(r_i, r_0)$可由下式描述：

$$t(r_i, r_0) = \int_0^i \frac{dr}{v(x, y, z)} \tag{4-14}$$

式中，$v(x, y, z)$为地震波传播的速度。

由于采用任意传播速度，$v(x, y, z)$来确定传播时间是非常困难的，实际应用中，常进行简化，主要考虑：

① $v(x, y, z)$ = 常数——对于均质、各向同性介质；

② $v(x, y, z) \neq$ 常数——对于非均质、各向异性介质。

对于均质、各向同性介质，方程(4-14)式可以写成：

$$\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2} = v(t_i - t_0) \tag{4-15}$$

式中 x_i, y_i, z_i——第 i 个观测站的坐标；

x_0, y_0, z_0——震源的坐标；

v——地震波的传播速度；

t_i——地震波到达第 i 个观测站的时间；

t_0——震源发生震动的时间。

上述方程中，包括四个未知数(x_0, y_0, z_0, t_0)。要解这个方程，就需要至少 4 个观测站的数据。如果波的传播速度未知，则需要增加一个观测站的数据。如果是平面问题，则可以减少一个观测站的数据。

P 法的定位效果可通过作图法和分析法来确定，主要采用双曲线和圆的切线法进行平面定位。如图 4-7，4-8 所示。

解方程(4-15)是非常困难的，现常用计算机来完成该项任务，主要采用逼近法，让其误差函数之和为最小，即

$$F(\bar{x}) = \sum_{i=1}^{n} | r_i(\bar{x}) |^P \tag{4-16}$$

式中 n——方程数量；

r_i——第 i 个方程的误差。对于均质、各向同性、空间 P 法，该误差为

$$r_i = t_i - f_i(\bar{x}) \tag{4-17}$$

其中

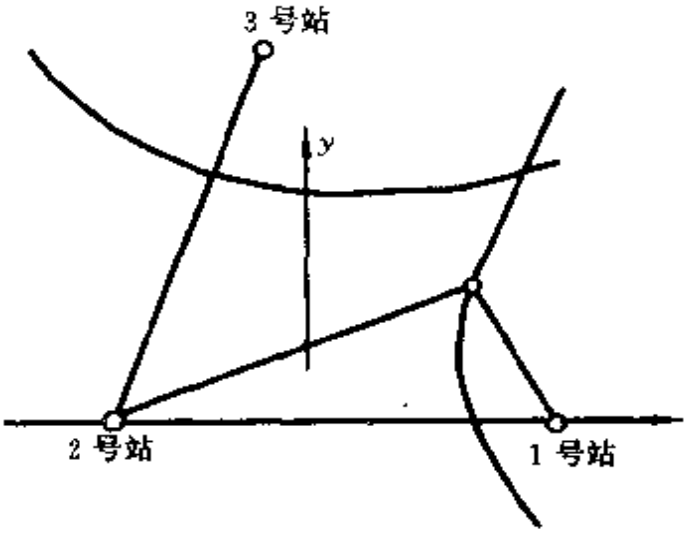


图 4-7　双曲线确定震源位置

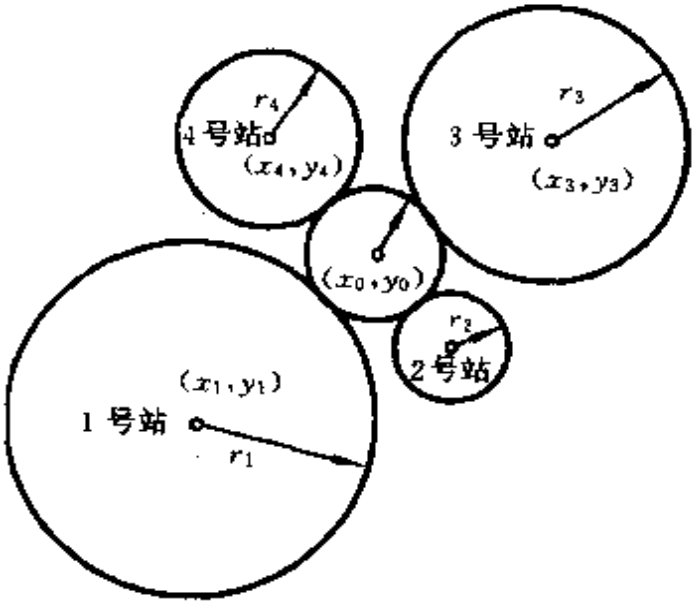


图 4-8　圆的切线法确定震源位置

$$f_i = t_0 + \frac{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2}}{v} \quad (4\text{-}18)$$

p——参数，$1 < p \leqslant 2$；

$\bar{x}$——(x_0, y_0, z_0, t_0)未知矢量。

4.4.2 纵横波首次进入时间差法—$P-S$ 法

该方法主要是根据不同类型的地震波在岩体中传播速度的不同，而确定其中心位置。常用的主要是好识别的 P 波和 S 波，其震源到观测站的距离可由下式表示

$$d = \frac{v_p v_s}{v_p - v_s}\Delta t_{s-p} \tag{4-19}$$

式中 v_p——纵波的传播速度；

v_s——横波的传播速度；

Δt_{s-p}——纵横波的时间差。

可采用圆的切线作图法来确定震源的位置。对于各观测站来说，其圆的半径为 d_i，这样就可以确定震源的位置，如图 4-9 所示。

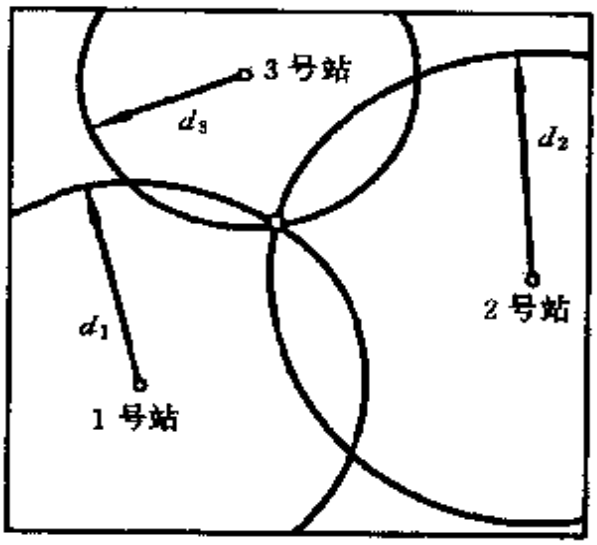


图 4-9 圆的切线法确定震源位置

对于均质，各向同性的岩体来说，公式(4-19)可以写作

$$\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2} = k\tau_i \tag{4-20}$$

式中

$$k = \frac{v_p v_s}{v_p - v_s}$$

$$\tau = t_s - t_p$$

要解上述方程，则必需至少有 3～4 个观测站的数据，如果波

的传播参数未知，则要求的观测站数目将会增加。

4.4.3 方位角法

为了快速确定震源的位置，特别是震源处在观测网站之外的情况，可以采用方位角法。方位角法可以是某一个观测站方位角方向的变化或一系列观测站方位角方向的变化。

在第一种情况下，观测站是三分量或至少是平面两个方向。对于单分量的一系列观测站，该观测的震动分量为垂直方向，并且尽量接近震动中心。

对于第一种情况，方位角——震源的方向由下式确定。

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{A_{EW}}{A_{NS}} \tag{4-21}$$

式中 α——方位角(从北向开始量起)；

A_{EW}，A_{NS}——地震图中，第一个在 EW 和 NS 方向出现的实际振幅。

图 4-10 为用这种方法确定方位角的示意图。

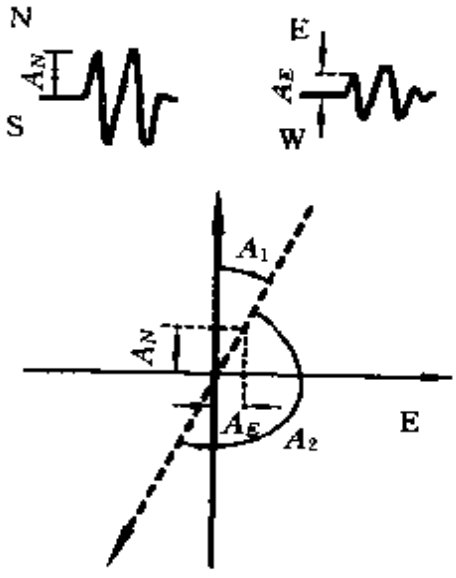


图 4-10 方位角法确定震源位置示意图

采用方位角法进行空间定位时，对于每一个观测站来说，每个方位角为

$$\frac{x - x_i}{A_{EW_i}} = \frac{y - y_i}{A_{WS_i}} = \frac{z - z_i}{A_{Z_i}} \tag{4-22}$$

在理想状态下，震源应当处在上述三个方位上。

对于采用多个单分量观测站来确定方位角的方法，主要原理是根据图 4-11 所示的方式，确定平面波头从第一个观测站到下一

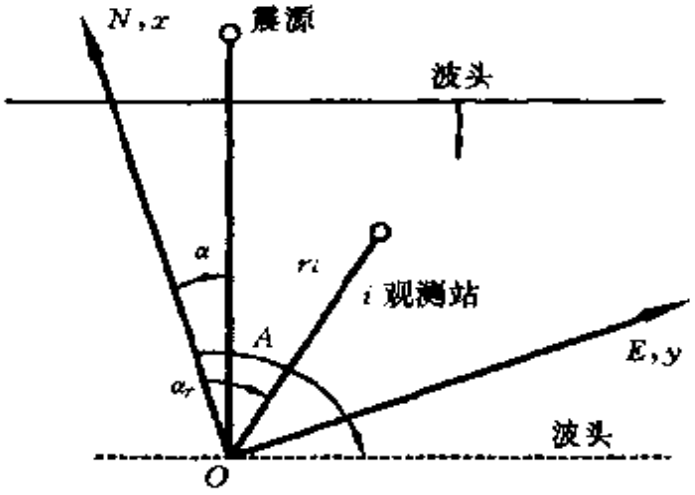


图 4-11 延迟法确定方位角

个观测站的传播速度，从而确定其方位角。

$$v = \frac{r_i \cos(\alpha_i - A)}{t_i - t'} = \frac{1}{s} \tag{4-23}$$

式中 t_i——地震波出现在 i 个观测站的时刻；

t'——波出现在观测系统第一个点的时刻；

s——延迟度。

则方位角的值为

$$\alpha = \operatorname{arctg}\frac{S_y}{S_x} = \operatorname{arctg}\frac{\Delta t_{31}\Delta x_{21} - \Delta t_{21}\Delta x_{31}}{\Delta t_{21}\Delta y_{31} - \Delta t_{31}\Delta y_{21}} \tag{4-24}$$

式中 $\Delta t_{ij} = t_i - t_j$；

$\Delta x_{ij} = x_i - x_j$；

$\Delta y_{ij} = y_i - y_j$。

4.4.4 相对定位法

相对定位法就是采用人工炸药爆炸的方法，对已定位的震动中心位置进行修正。这种方法可以详细确定震动中心的坐标，甚至是非常复杂的地质条件下，也可以达到精确定位的目的。其实质是在已知震动中心坐标（炸药爆炸点）的情况下，比较在其附近发生的实际震动波传播的时间，以便对其定位和对震源位置进行修正。

这种方法主要是采用逼近的方法，修正震动中心位移矢量及时间 t_0，建立逼近的优化方程组，即

$$\begin{aligned} x_0 &= x_0^* + \delta x_0 \\ y_0 &= y_0^* + \delta y_0 \\ z_0 &= z_0^* + \delta z \end{aligned} \tag{4-25}$$

或

$$\vec{u} = \vec{u}^* + \delta\vec{u} \tag{4-26}$$

这里 $\vec{u}^*(x_0^*, y_0^*, z_0^*, t_0^*)$ 是第一次逼近值。

这种方式在震动中心与激发中心很近时，能迅速、准确定位。

4.4.5 其它定位方法

除了上述定位方法，震动中心的定位方法还有：

(1) 以震动概率为基础，确定震动中心。

(2) 各种定位的综合，例如 P 法和 $S-P$ 法的组合，$S-P$ 法和方位角法的组合。

(3) 震动中心的同时定位，即同时确定多次震动的震动中心。虽然方程组增加了，但未知数没有增加。

应当注意，上述定位只是在均质和各向同性介质条件下，即地震波 P 波和 S 波的传播速度不变的情况下适用。而对于实际岩体，其定位将是非常复杂的。

在使用计算机对定位方程进行解算时，有时其解是不正确的。在这种情况下应当：

① 详细研究地震网站的数据；

② 从不同的观测站开始进行定位；

③ 尽量多地利用更多的观察站的数据；

④ 采用几种定位方法，如 P 和 $P-S$ 法，P、S 法或 P、S 和方位角法；

⑤ 考虑震动中心实际出现的位置；

⑥ 采用其他的控制定位法；

⑦ 重建地震网络。

4.5 震动能量计算

震动能量是岩体破坏的结果。在评价矿山危险和预测冲击矿压危险时，震动能量是非常重要的物理参数之一，而它可以通过合适的方法来计算。但应当注意，目前所测量的震动能量与整个岩体破坏所释放的能量相比是很小的一部分，约占 0.001 到 0.01 倍。从理论上来讲，震动的强度就是其振幅的大小。

微震方法中，震动能量的计算可采用如下方法，其中包括：

① Gutenberg – Richter 法；

② 能量密度法；

③ 震动持续时间法；

④ 地震图积分法；

⑤ 离散法。

4.5.1 Gutenberg – Richter 法

该方法的基础是波在某一弹性介质中传播的理论，其振动能量 E 可用下式来表示

$$E = 2\pi^3 \rho \upsilon_k f^2 e^{2\gamma t} \sum_{i,k=1}^{n} (A_{ik} f_{ik})^2 \tau_{ik} \tag{4-27}$$

式中 υ——地震波的传播速度；

A，f——波的振幅和频率；

τ——一组波的持续时间；

k——波的类型，P 波或 S 波；

ρ——介质密度；

γ——地震波的阻尼系数；

r——震源的距离。

地震波振幅的阻尼系数对于矿山震动而言，为

对于纵波—P 波：$\gamma_p = 2.5 \times 10^{-5}\mathrm{m}^{-1}$；

对于横波—S 波：$\gamma_s = 2.0 \times 10^{-5}\mathrm{m}^{-1}$。

4.5.2 能量密度法

该方法是以测量点的地震能量密度为基础的。地震能量密度 E 可以通过测量某个封闭球面积内的能量密度 ε 来计算。

能量密度可用下式表示

$$\varepsilon = \frac{\partial E}{\partial F} = \int_0^t \vec{V}\vec{n}dt \tag{4-28}$$

式中 $\vec{v}$——约定矢量

$\vec{n}$——单位面积 df 上的单位矢量。

在半正弦振动下，震动的持续时间比其震动周期大，则上式可写成

$$\varepsilon(r) = 2\pi^2\rho\sum\gamma_k(A_kf_k)^2\tau_k \tag{4-29}$$

下一步，计算震动能量密度 $\varepsilon(r)$ 在传播到半径为 $R = 500\mathrm{m}$ 的值，并考虑振幅的阻尼系数 γ 和波的传播函数 n，则

$$\varepsilon(R) = \varepsilon(r)F(r) \tag{4-30}$$

式中

$$F(r) = (2r)^{2n}e^{\gamma(2r-1)}$$

最后一步是计算地震能，它等于能量密度 $\varepsilon(R)$ 与半径 $R = 500\mathrm{m}$ 球表面积之积，即

$$E = 10^6\pi\varepsilon(r)F(r) \tag{4-31}$$

4.5.3 震动持续时间法

这种方法是基于震动能量值与其持续时间之间存在的相互关系，可用下式来描述

$$\log E = B\log t + C\log r + D\log H + F \tag{4-32}$$

式中 E——震动能量，J；

r——震动的距离，m；

H——震源的深度，m；

t——震动的持续时间，s；

B, C, D, F——系数。

这种方法中，最重要的参数是震动的持续时间，通过地震图来确定时间 $t=(T_2-T_1)$，其中 T_1 为地震图中地震波出现的时间，而 T_2 为地震波信号消失的时间。

系数 C, D 的值通常很小，可以忽略，这时(4-56)式可简化为

$$\log E = B\log t + F \tag{4-33}$$

系数 B, F 为条件影响系数。这样，仪器参数的变化，将使系数发生变化。这种方法是最简单，最适用的方法之一，而且只有一个参数，震动的持续时间为 t，但会有一些误差，特别是高能量震动的情况。

4.5.4 地震图积分法

地震仪采用数字形式记录震动时，可以很精确的计算震动能量。而且不需要将其简化为正弦形式。数字积分技术可以计算实际震动波形，其公式如下：

$$E = K_1\int_{t_1}^{t_2} |v(t)|^3 dt \tag{4-34}$$

式中 E——地震能量；

K_1——$4\pi\rho v_i r^2 e^{\gamma r}$；

$v(t)$——震动速度；

t——时间，其中 t_1, t_2 为某类波的时间。

利用(4-34)式计算地震能量时，要求已知测量仪器各通道的振幅、频率特征以便计算 K_1 的必要参数。

4.5.5 离散法

这种方法主要是以计算震动速度平方的 Snoke 积分因子为基础，即

$$E = K_2 I_i(f) \tag{4-35}$$

式中 $K_2 = 4\pi\rho v_i R^2$；

R——震源到拾震器之间的距离；

E——震动能量；

I——Snoke 积分因子。

$$I_i = 2\int_0^\infty | v_i(\omega) |^2 df$$

式中 I——波的类型(纵波或横波)；

$v(\omega)$——某频率时地层的震动速度，对于远波场 $\omega = 2\pi f$；

f——震动频率。

4.5.6 里氏震级法

$$\log E = a + bM_L \tag{4-36}$$

式中 M_L——里氏震级。

4.6 震动测量网络优化

为了减少震源定位的误差，就要优化布置微震网络。震源定位误差的形成主要是由于解定位方程时，由于对微震参数的确定不准确，如震动波初始进入时间，波在岩体中的转播速度等不准确引起的。对于某一地震网，甚至当初始参数的误差很小，其方程组解的误差可能很大，这可能就是方程组的条件太差引起的。震动观测网的优化布置就是形成好的方程组解的条件，能够较详细地对震源定位。

优化布置微震网站的原则是：

① 微震网站空间上应包围待测区域，避免成为一条直线，而且有足够和适当的密度。

② 测站尽可能接近待测区域，避免较大断层及破碎带的影响。

③ 按监测环境与要求选择拾震仪监测方向。

④ 既要照顾当前开采区域，又要考虑未来一定时期内的开采活动。

4.7 预测动力危险模型

在采矿中，应考虑采矿震动和地震对采矿井巷的影响。在震动影响较大的情况下，就可能产生冲击地压，动力将煤岩抛向巷道。这些现象都在震动图中有记录。为了解释这些现象，提出了冲击地压与震动的扩展模型和滑移模型。

4.7.1 扩展模型

如图 4-12 所示，其特征是

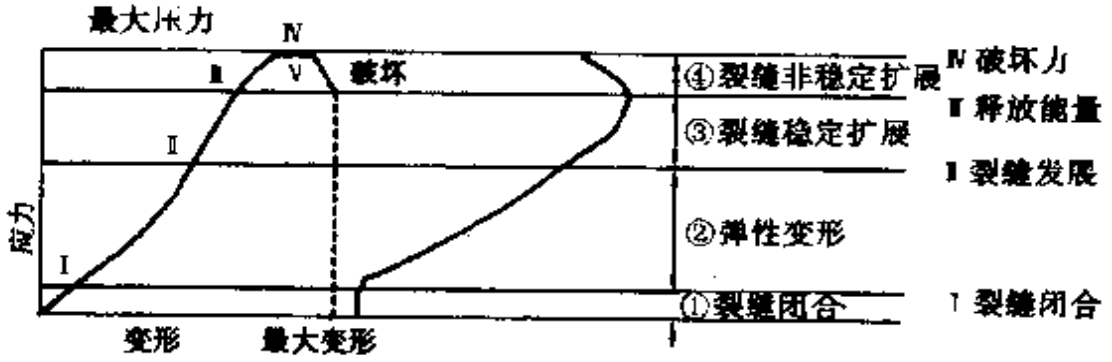


图 4-12 脆性岩石破坏的扩展模型

① 裂隙闭和。

② 弹性变形。

③ 裂缝扩展(出现微裂隙，开始扩涨)。

④ 裂隙加速扩展。

该模型中裂缝稳定扩展，产生非弹性变形，岩体结构形成非连续的微裂隙，岩体体积增大，称之为扩涨。而释放的能量与岩体体积的扩涨紧密相关。

在开始破坏阶段，产生低能量的震动($10^2 \sim 10^4$J)，破坏进一步发展，就可能出现高能量的震动($10^5 \sim 10^7$J)，从而引发冲击地压。从该模型可以解释震动能量及震动能量的变化，震源的位置及最

终可能发生冲击地压的区域。

4.7.2 滑移模型

这种模型与顶板的滑移紧密相关，见图 4-13 所示，在弹簧刚度为 λ 的弹簧受力 F 时，岩层在裂隙表面滑移时，其最大牵引力为

$$T = f \cdot Q \tag{4-37}$$

式中 f——摩擦系数。

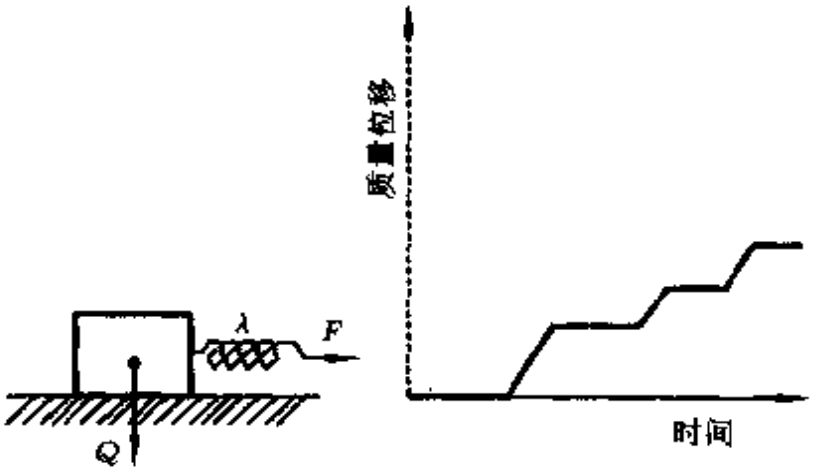


图 4-13 微震产生的滑移模型

当摩擦力与牵引力平衡时开始滑移，释放弹性能。应当注意，当 F 一定时，滑移可能重复多次出现，实际情况也是如此，即震动沿某条线发生。在矿山生产实践中，这种现象经常出现在工作面接近断层附近或邻近层工作面的停采线附近。在工作面前方，压力的重新分布，特别是拉应力将会使摩擦力减小，容易引起滑移。小范围岩层的滑移释放能量为 $10^1 \sim 10^3$J。而对于较大的滑移则释放能量可以达到 $10^8 \sim 10^9$J，在这种情况下，虽然震源不在井巷附近，但也会引发冲击地压。

4.8 预报冲击矿压动力灾害

上述震动确定的震源位置及计算的震动能量可用来预测冲击矿压危险程度。震源位置的精度要求：对于回采工作面前方 100m

范围，后方 100m 范围，两帮各 50m 范围。对于巷道，以掘进面为中心的半径 100m 的范围。

此外，用震动法预测冲击矿压危险时应考虑：

① 井巷的种类(开采面、巷道，还有处在采矿作业影响区外的巷道)。

② 采空区顶板处理方式。

③ 支架类型(单体支柱还是液压支架)。

在实际应用时，主要采用趋势微震预测法和精确微震预报法。趋势微震预报法就是根据不同条件，分析某微震参数的趋势，对冲击矿压进行预测预报。而精确微震预报法则是根据微震的具体参数和数值，进行冲击矿压危险预报的。而这些参数是依据实测资料得到的。

4.8.1 趋势微震预测法

在某个矿井的某个区域内，在一定的时间内，已进行了一定的微震预测。在这种情况下，就可以根据观测到的微震能量水平，对冲击矿压危险进行预测预报。如果将冲击矿压的危险性采用危险指数来表示，而各冲击矿压危险指数所对应的冲击矿压危险程度与表 4－2 中所述的一致，则采用趋势微震预测法预测的冲击矿压危险程度采用下式表示：

表 4－2　　冲击矿压危险状态分级表

冲击矿压危等级	冲击击强、危险状态	冲击压压危险粘数
a	无冲击危险	<0.25
b	弱冲击危险	0.25～0.5
c	中等冲击危险	0.5～0.75
d	强冲击危险	0.75～0.95
e	不安全	>0.95

$$\mu_{zj} = \bigvee_{i=1}^{2} \{\mu_{ri}(e_i)\} \tag{4-38}$$

其中：

$$\mu_{ei}(e_i)=\begin{cases}0 & e_i < a_i\\ \dfrac{e_i-a_i}{b_i-a_i} & a_i \leqslant e_i < b_i\\ 1 & e_i \geqslant b_i\end{cases} \tag{4-39}$$

式中 i——索引号；

e_1——主要震动能量；

e_2——偶尔发生的最大震动能量；

$e_i=\log(E_i)$

E_i——震动能量；

a_i，b_i——系数，对于不同井巷，其值是不同的。

对于波兰情况，其系数值见表 4-3 所示。

表 4-3　　三种不同巷道的 a_i 和 b_i 值

	巷道种类	垮落面	充填面	巷道
e_1	a_1	2	1	0
	b_1	6	5	4
e_2	a_2	4	3	2
	b_2	8	7	6

趋势微震预测这种方法主要用于在精确微震预测不能实现的情况下，预测冲击矿压危险。

4.8.2　精确微震预测法

精确微震预测冲击矿压危险是一种比较复杂的方法，其判据临界值很难确定。在实际生产中主要是根据观测的资料，详细分析并找出明确表示微震与冲击矿压之间的关系式。精确微震预测是以三个参数为基础的。第一、岩体中微震发生的大小。第二、岩体中应力变化或非稳定状态的变化。第三、考虑地层震动的情况下，地震力对井巷的作用。根据上述精确微震预测的基础参数，可以确定与之相对应的预测参数。

① 发生震动时的某个等级能量 E 以及最大能量 E_{max}。

② 单位时间(某推进度或循环)内释放的能量总和 $\sum E/5$。

③ 振动卸压爆破激发的能量 E_{strz}。

④ 井巷中振动后果的观测。

⑤ 5m 推进度的总平均能量 $\sum E_{sr}/5$ 与推进 5m 释放的总能量之比 $\sum E/5$。

根据上述参数,可以通过下式来确定冲击矿压危险指数。

$$\mu_{sj} = \bigvee_{i=1}^{5} \{\mu_{ei}(e_i)\} \tag{4-40}$$

其中:

$$\mu_{ei}(e_i) = \begin{cases} 0 & e_i < a_i \\ \dfrac{e_i - a_i}{b_i - a_i} & a_i \leqslant e_i < b_i \\ 1 & e_i \geqslant b_i \end{cases} \tag{4-41}$$

式中 $i = 1,2,\cdots\cdots 5$——上述 5 个参数的索引号;

a_i, b_i——系数,对于不同井巷,其值是不同的。

$$e_1 = \log(E)$$

$$e_2 = \log(E_{max})$$

$$e_3 = \log\left(\frac{\sum E}{5}\right)$$

$$e_4 = \log(E_{strz})$$

$$e_5 = \frac{\sum E/5}{\sum E_{sr}/5}$$

E——某个能量等级的能量;

E_{max}——释放的最大能量;

$\sum E/5$——推进 5m 释放的能量;

E_{strz}——振动卸压爆破激发的能量;

$\sum E_{sr}/5$——5m 推进度释放的平均能量总和。

系数 a_i, b_i 是根据具体的地区和矿井通过观测来确定的,对

于波兰上西里西亚地区，其参数见下表所示，而 $\mu_{e5}(e_5)$ 则由下式确定：

表 4-4　　三种不同井巷精确微震法的 a_i 和 b_i 值

	巷道类型	垮落面	充填面	巷道
e_1	a_1	1.1444	2	1
	b_1	8.055	6	5
e_2	a_2	2.9067	2.8224	1.8224
	b_2	8.088	6.8941	5.8941
e_3	a_3	4	4.011	2
	b_3	8	6.9135	6
e_4	a_4	0.0652	0	0.3153
	b_4	9.1043	8.3915	7.622

对于垮落和充填工作面：

$$\mu_{e5}(e_5)=\begin{cases}0 & e_5<0\\ \dfrac{e_5}{6} & 0\leqslant e_5<300\%\\ \dfrac{e_5+11}{28} & 300\%\leqslant e_5<1700\%\\ 1 & e_5>1700\%\end{cases}\tag{4-42}$$

对于巷道：

$$\mu_{e5}(e_5)=\begin{cases}0 & e_5<0_i\\ \dfrac{13}{20}e_5 & 0\leqslant e_5<2013\%\\ 1 & e_5\geqslant 2013\%\end{cases}\tag{4-43}$$

在采用微震法判断冲击矿压危险时，其危险性指数与冲击矿压危险程度之间的关系为：

$\mu\leqslant 0.25$　　无冲击危险

$0.25<\mu\leqslant 0.50$　　弱冲击危险

$0.50 < \mu \leqslant 0.75$　　中等冲击危险

$0.75 < \mu \leqslant 0.95$　　强冲击危险

$\mu > 0.25$　　不安全

根据上述对应关系，在已知冲击矿压危险指数的情况下，就可以确定不同井巷的冲击矿压危险程度，为预防措施的实施打下基础。

4.8.3 微震预测法的实际应用

图 4-14 表示了上述采用微震法对波兰卡托维兹(KATOWICE)矿 535*b* 垮落法工作面、535*a* 充填法工作面、535*a* 工作面的开切眼及 535*a* 的回风巷的冲击矿压危险性评价的危险状态值。结果表明，其危险性评价及防治的效果良好。

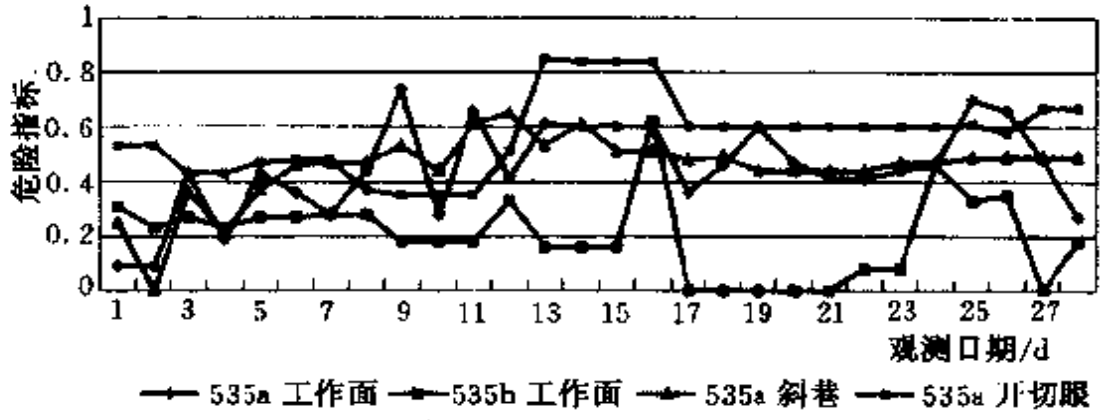


图 4-14　冲击矿压危险性的变化情况

4.9 矿山震动对环境的影响

在采矿巷道中发生震动和冲击矿压，将会引起

① 巷道、工作面的破坏，人员的伤亡，其主要原因是地震波传播过程中动载荷脉冲的冲击，使煤层垮落，动力抛出煤岩体。

② 在冲击矿压区域人员伤亡，但巷道损坏不大。

③ 在较大能量的震动和冲击矿压发生时，地表产生振动，使建筑物产生裂缝甚至倒塌。

下面分别就震动，冲击矿压对井巷的影响，对矿井的影响，对

矿工的影响以及对地表建筑物的影响等三个方面的加以叙述。

4.9.1 对井下巷道的影响

冲击矿压对井下巷道的影响主要是动力将煤岩抛向巷道，破坏巷道周围煤岩的结构及支护系统，使其失去功能。而一些小的冲击矿压或者说岩体卸压，则对巷道的破坏不大。巷道壁局部破坏、剥落或巷道支架部分损坏。应当确定，当矿山震动较小，或震中距巷道较远时，将不会对巷道产生任何损坏。

采矿坑道和支架是一个支护系统，用来支撑一定的静载和动载，即抵抗由振动速度、加速度及主频率引起的地震力。

研究表明，震源处于巷道附近，即在近距离波场，对巷道的影响是非常大的，其特点是：

① 振动的主频率为几十甚至到 100Hz，它与震动能量大小成一定的比例，即震动小，频率高；震动强，频率低。

② 振动速度的高峰幅值 *PPV* 为几十到几百个 mm/s。

③ 振动加速度的高峰幅值 *PPA* 为 50～200mm/s^2。

④ 煤壁裂缝带起强化振动幅值的作用。

图 4-15 为震动能量 10^5J，距震源 130m 的近距离波场记录到的信号。

研究表明，在震源发生震动后，将产生压力降，对于波兰上西里地区的矿井，其压力降通常不超过 10MPa，有的也能达到 20～30MPa。对于小震动，对巷道不产生破坏，其压力降一般为 0.1～1.0MPa。因此，震源的压力降与巷道破坏之间存在着一定的关系，而压力降可通过测量震源的有关物理参数来确定，这样就可以预计震动对具体井巷的影响程度。

如果已知振动速度或加速度值，就可以计算压力降，即

$$\Delta\sigma_x = \rho v_p (PPV)_x \tag{4-44}$$

$$\Delta\sigma_y = \Delta\sigma_z = \Delta\sigma_x \left[\frac{\nu}{1-\nu}\right] \tag{4-45}$$

$$\Delta\tau_{xy} = \rho v_s (PPV)_y \tag{4-46}$$

式中 $\Delta\sigma_x, \Delta\sigma_y, \Delta\sigma_z$——正应力；

$\Delta\tau_{xy}$——剪应力；

v_p, v_s——纵横波的传播速度；

$(PPV)_x, (PPV)_y$——振动速度在 x, y 方向的幅值。

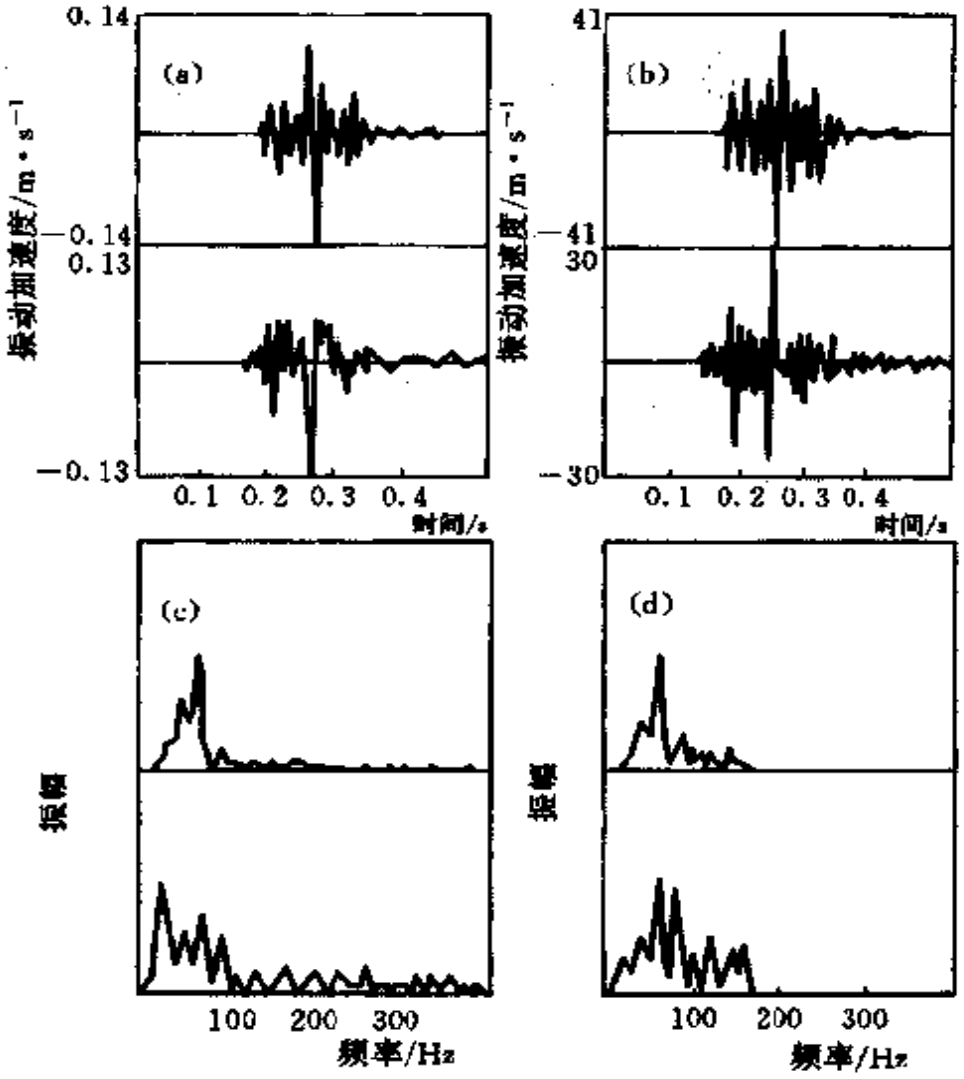


图 4-15 在近距离波场记录到的振动速度图(*a*)，加速度图(*b*)和频谱图(*c*)

因此，可以采用振动速度来确定震动对井巷损坏程度，Dowding 和 Rezon 给出了其经验分类方法，见表 4-5 所示。

对于振动速度的低限 200mm/s，即巷道因震动而首次产生破坏，岩体产生较弱的卸压情况，根据上式，其压力降为

$$\Delta\sigma_x = 1.25\text{MPa}$$

$$\Delta\tau_y = 1.00\text{MPa}$$

$$\Delta\sigma_y = \Delta\sigma_z \approx 0.42\text{MPa}$$

表 4-5　　矿山振动对井巷的影响

影响程度	*PPV* 值 mm/s	影响特征
Ⅰ	<200	对井巷有影响
Ⅱ	200~400	对井巷影响较小，产生小的破坏，出现裂缝、剥落等现象
Ⅲ	>400	对井巷影响明显，出现大的新裂缝

4.9.2　对矿工的影响

在发生冲击矿压的区域如果有工人在工作，则可能对其产生伤害，甚至造成死亡事故。

波兰对 5 起伤亡 48 人（其中死亡 24 人，重伤 17 人，轻伤 7 人）的冲击矿压事故进行了分析。表 4-6 为医学分析结果。医学上主要将伤亡的情况分为 6 类，这 6 类可能是与冲击矿压动力灾害紧密相关。

表 4-6　　医学分析表

事故种类	脑顶部	脑脸部	内部器官	上下肢	胸骨	其它
死亡	18	2	6	1	10	1
重伤	11	4	3	2	6	2
轻伤	9	—	—	6	13	2
合计	38	6	9	9	29	5

由上分析结果可知，发生冲击矿压后，人员受伤的主要部位是脑部，为 44 例，其次是胸部的机械损坏，包括肋骨折断等，为 29 例。而内部器官的损坏主要是肺、心、胃等，为 9 例，再其次为上下肢的折断。

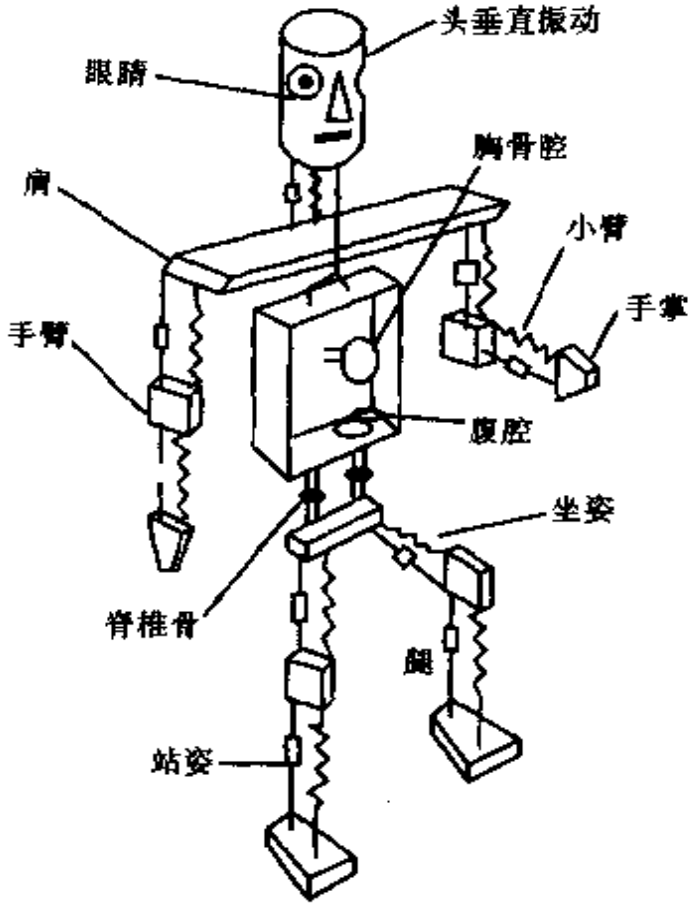


图 4-16 人体模型

为分析其原因，采用了人体动力学模型来确定机械振动对人体组织的影响。图 4-16 为采用弹性—阻尼系统连接的人体模型。

该模型采用机械的观点，确定了一个自由系统及各组件的共振频率，见表 4-7 所示。

表 4-7 人体器官的共振频率

器官名称	共振频率 Hz	器官名称	共振频率 Hz
头	4	腹腔	4.5～10
眼	7～25	肝	3～4
上下颚	60～90	膀胱	10～18
喉、气管、支气管	6～8	骨盆	5～9
胸	12～16	下肢	5
上肢	5～9	人在坐的位置	5～12
脊	3～8	人在站的位置	4～6

根据上述分析，可采用震动图中振幅、频率的分布情况，分析对人体的威胁。图 4-17 为某次震动的振幅分布情况以及人体各部分的共振频率分布规律。

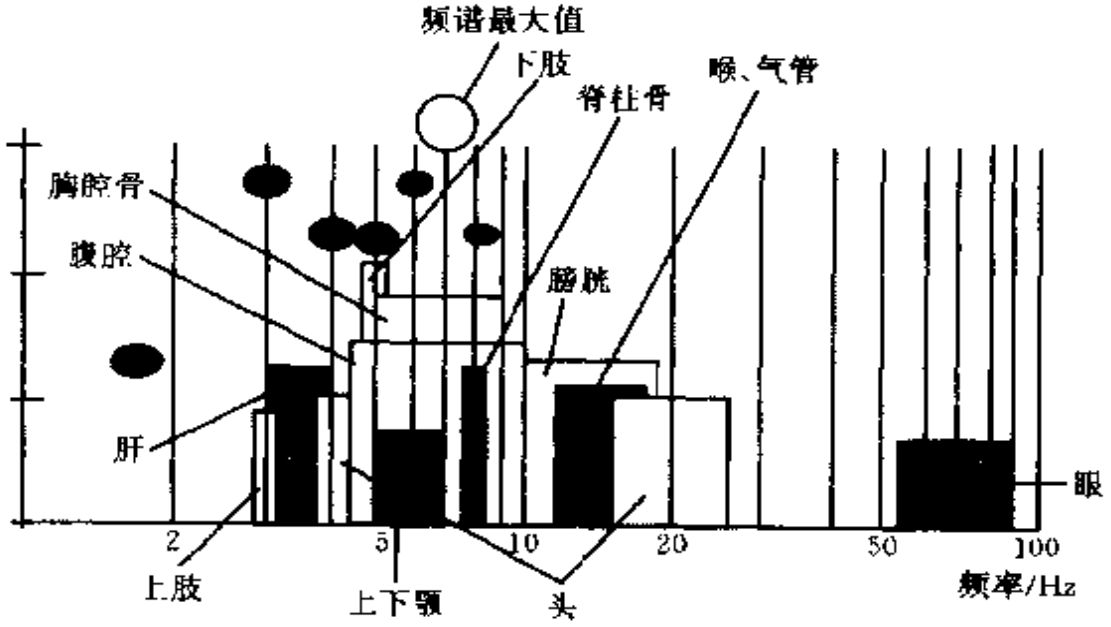


图 4-17　人体各器官共振频率分布及某次冲击矿压频率与人体器官对应的关系

在这次冲击矿压事故中，有 6 人死亡，大部分是脑部脸部损坏，还有心脏，胃，脊柱，肾等损坏。这与上图分析结果是非常吻合的。研究结果表明，在震动释放的能量大于 10^5J 的情况下，震动加速度的振动幅度可能从 2 到，甚至大于 1000m/s^2。

在震动对人体的影响范围中最重要的一条是确定允许震动加速度与脉冲持续时间之间的关系。其关系见图 4-18 所示，可以确定，垂直方向允许的加速度值比水平方向的要高。

而在冲击矿压发生时，其震动持续时间一般为 0.01～0.1s。因此，发生冲击矿压时，大的震动加速度是人体受伤和死亡的主要原因。震动对大脑的影响是一重要问题，分析表明，脸部损坏，特别是头部顶盖骨头的开裂和折断，大脑受到严重的损伤，其主要原因是动力使人体撞击物体，而撞击力与物体速度降的影响有关，如

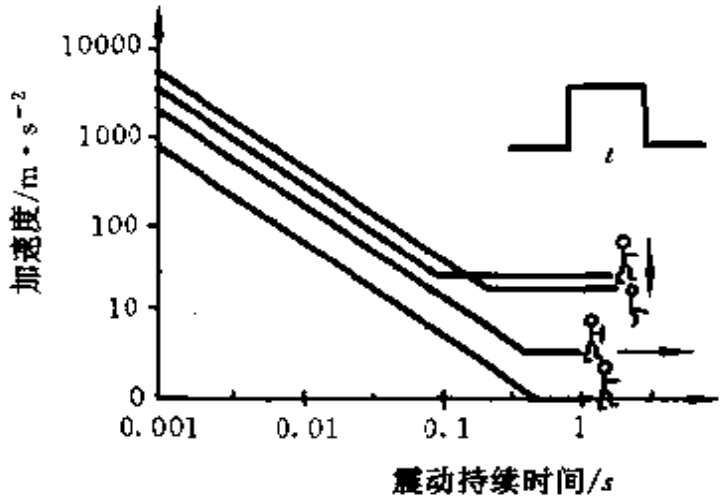


图 4-18 人体允许的加速度值

图 4-19 所示。

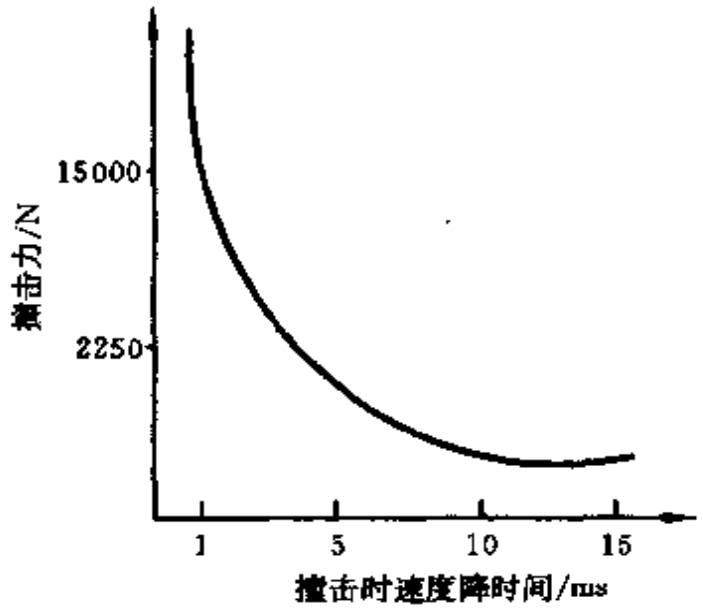


图 4-19 撞击力与振动、速度降时间关系图

例如，在速度降时间为 1.5ms 时，重量为 4.5Kg 的头撞击到固定的物体，则减速度为 3270m/s^2，撞击力为 14.7KN，而头顶盖撞击巷道壁的极限强度为 300～650N/cm^2，这样就会产生灾害性后果。从图 4-19 可见降低撞击力可用延长撞击时间来实现。

从这里，我们可以得出对矿工劳动保护的要求，特别是在冲击矿压危险区域工作的矿工，其头盔要满足一定的条件。而且对矿

工其他劳保产品，如鞋等也应作一定的要求。

4.9.3 对地表建筑物的影响

矿山震动和冲击矿压不仅对井下巷道造成破坏，对井下工作的人员造成伤害，而且对地表及地表建筑物造成损坏，甚至造成地震那样的灾难性后果。表 4-8 为波兰几次大的矿震和冲击矿压对地表的影响结果。其中，破坏最严重的一次为 1982 年 6 月 4 日在 Bytom 市下发生 3.7 级的矿山震动，造成了 588 多幢建筑物的损坏，见表 4-8 所示。

表 4-8　　波兰矿山震动与冲击矿压对地表的影响

日期	地点	震动能量	震级	建筑物破坏数量
1970.09.30	Bytom	8×10^9	4.26	427
1981.07.12	Bytom	1×10^9	3.8	452
1982.06.04	Bytom	9×10^8	3.77	588
1984.02.18	Ligota – kochlowice	2×10^9	3.95	241
1992.05.05	Bojszowy	2×10^9	3.95	300
1994.12.09	Kochlowice	3×10^9	4.04	140

对于矿山震动及冲击矿压对地表的影响，Dedwon 将其分为 7 类，并用震动能量，震动加速度和振动速度来表示，见表 4-9 所示。

表 4-9　　矿山震动对地表影响分布表

强度等级	影响程度	震动能量　J	加速度 mm/s^2	速度 mm/s
1～4	0	$<10^7$	<120	<5
5	1*a*	$1\times10^7\sim5\times10^7$	120～180	5～7
	1*b*	$5\times10^7\sim1\times10^8$	180～250	7～10
6	2*a*	$1\times10^8\sim5\times10^8$	250～370	10～15
	2*b*	$5\times10^8\sim1\times10^9$	370～500	15～20
7	3*a*	$1\times10^9\sim5\times10^9$	500～750	20～25
	3*b*	$5\times10^9\sim1\times10^{10}$	750～1000	25～30

矿山震动与冲击矿压对地表影响的特征为：

3 和 4 级:大楼中的一些居民能感觉到震动,振动类似于一卡车在楼旁经过。

5 级:大楼中的所有居民均能感觉到震动,一些在楼外的居民也能感觉到;许多熟睡的居民被惊醒;动物受惊;悬挂的物体来回摆动;某些轻的物体移动;未锁的门窗来回扇动;振动类似于一个很重的物体从楼外掉下。

6 级:大楼内外的居民均能感觉到,并能造成许多人的惊慌;画从墙上掉落;书从书架上掉下;家具移动。

7 级:许多人惊慌乱跑;振动类似于坐在行使中的小汽车内;建筑物因内部家具移动受到强烈损坏。

例如,在井下 800 米深的煤层中开采时,在上覆顶板岩层中发生 7×10^6J 能量的震动,在地表记录到的最大加速度为 $300mm/s^2$,对地表的影响强度为 6 级。图 4-20 为地表加速度仪测量的结果,其中 1,2,3 分别为 x,y,z 方向的振动加速度。而图 4-21 则为震动加速度的振幅与振动频率之间的关系。

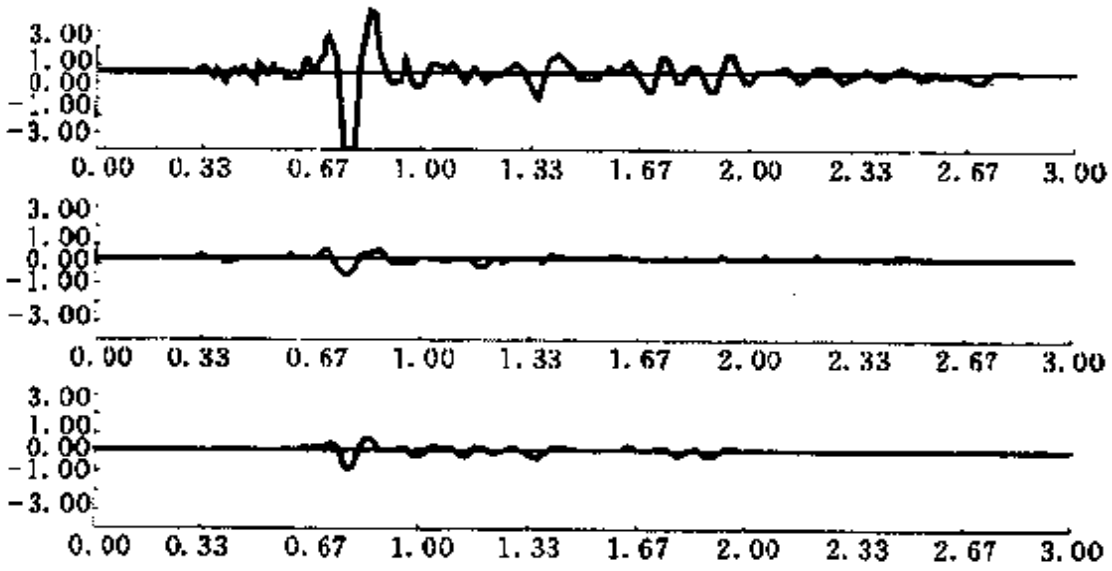


图 4-20 地表加速度仪测量的结果

从上述结论可知,矿山震动与冲击矿压的发生将对地表产生巨大的影响。而其影响程度、范围、规律等,需要进行深入细致的研究。

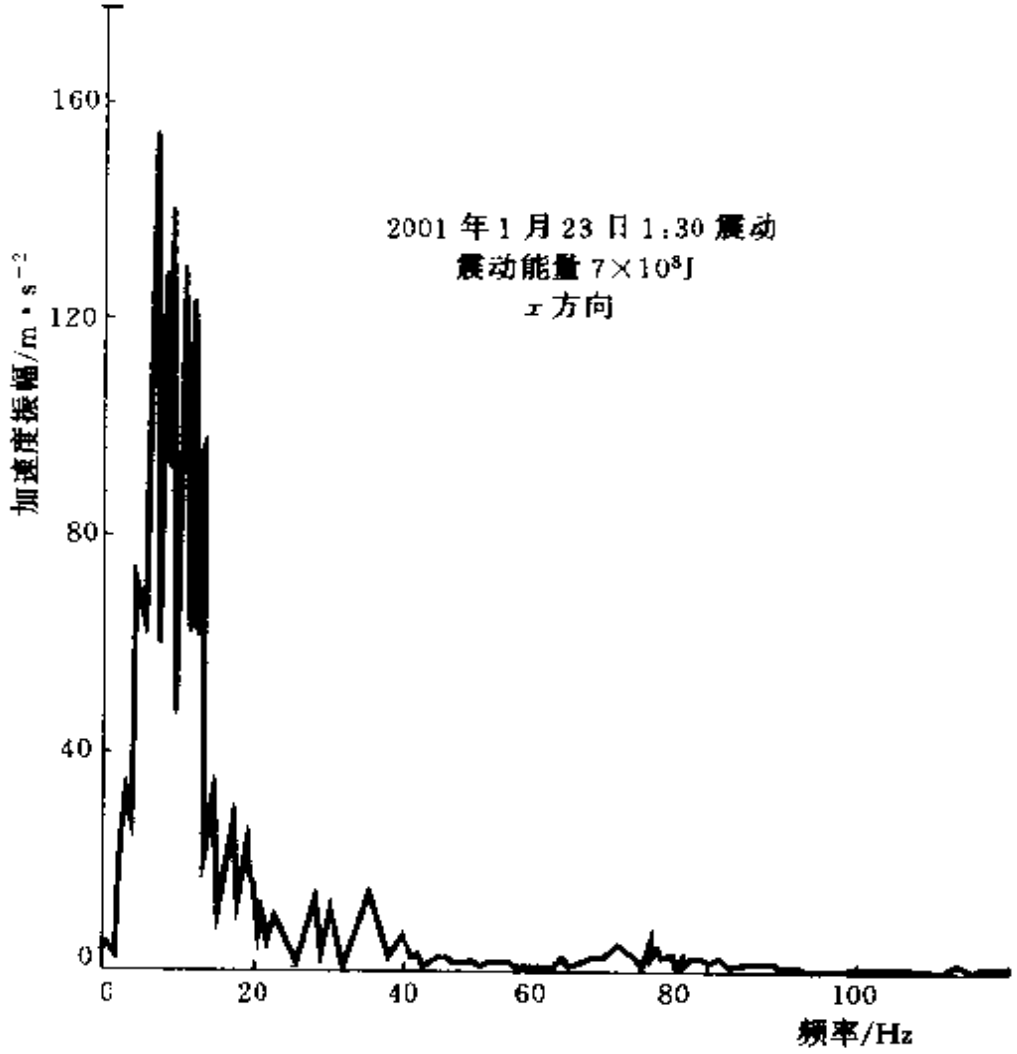


图 4-21　震动加速度的振幅与振动频率之间的关系

5 声发射

5.1 概述

采矿活动引发的动力现象分为两种：

① 强烈的，属于采矿地震的范畴；

② 较弱的，如声响、振动、卸压等则为采矿地音，也称为岩石的声发射。

岩石声发射现象的研究从三十年代开始。首先是由欧伯特(OBERT)在锌矿和铅矿测量地震波传播时开始，其后在美国的密歇根(MICHIGAN)铜矿进行。随后声发射的研究在美国、日本、南非、波兰、德国、俄罗斯、捷克等国家展开。

岩石声发射研究的目的是确定岩体中的应力状态以及预测采掘面及周围岩体突然、猛烈的破坏。例如，冲击矿压、煤和瓦斯突出、垮落等。

声发射法就是以脉冲形式记录弱的、低能量的地音现象。其主要特性是振动频率从几十到至少 2000Hz 或更高；能量低于 10^2J，下限不定；振动范围从几到大约 200m。

采矿声发射方法主要用来确定正在掘进巷道或正在开采回采工作面的冲击矿压危险，即：

① 确定采矿巷道或煤层部分的冲击矿压危险状态；

② 连续监测冲击矿压危险状态的变化；

③ 冲击矿压防治措施的评价及其效果的控制。

采用的方法主要有站式的连续监测和便携式流动地音监测。用来监测和评价局部震动的危险状态及随时间的变化情况，主要

记录声发射频度(脉冲数量)、一定时间内脉冲能量的总和、采矿地质条件及采矿活动等。

5.2 声发射的物理基础

矿井中的声发射现象与岩石的动力现象及弹性波的发射有关。这是由于在岩体压力场作用下,岩体结构的非弹性变形或结构产生非稳定状态的结果。

声发射源与岩石种类,信号的发射水平,塑性变形,微裂缝的形成与增长,已存在的裂缝及微裂缝等有关。

对于冲击矿压危险性的评价来说,主要是根据记录到的岩体声发射的参数与局部应力场的变化来进行。岩石破坏的不稳定阶段是岩石中裂缝扩展的结果,而声发射现象则是微扩涨(岩体中出现的破裂和零星裂隙)超过界限的表征,而该现象的进一步发展则表明岩石的最终断裂。根据矿山压力,最终断裂将引发高能量的震动,对巷道的稳定形成威胁,也可能引发冲击矿压。

5.3 岩石声发射的特点

5.3.1 岩石中的声发射源

声发射信号的形成是力学现象,由多种因素引发,最常见是岩石的变形和破断,也可能由岩石相位错动,摩擦滑动及其它引发。

对于最低能量信号,声发射源是断裂,就象金属研究中的结果一样。根据塑性变形的断裂理论,弹性波的发射仅在断裂速度的变化,即在断裂的加速或延缓时发生。

对于较高能量的声发射信号,则是岩石的脆性破断,颗粒间的滑移,以及塑性滑移和塑性变形的边缘区域发生。而再大一些的能量信号则是岩石的宏观破断或不同部分的岩石位移产生的。

声发射在松软岩石和坚硬岩石变形时发生,但由于能量源及弹性波传播的阻尼,在松散岩石中很难记录到。

5.3.2 岩石声发射信号的形状与频率频谱

图 5-1*a* 介绍了煤层中记录到的声发射信号的加速度图和频谱图，煤层上方为砂岩顶板，脉冲信号来自煤层，中心距测点 60 米，频率宽度不超过 1100Hz。

图 5-1*b* 则为煤样在单轴压缩下声发射信号的加速度及频谱。频率宽度为 8.5～11.5kHz，信号持续时间比煤层中的短 30 倍。

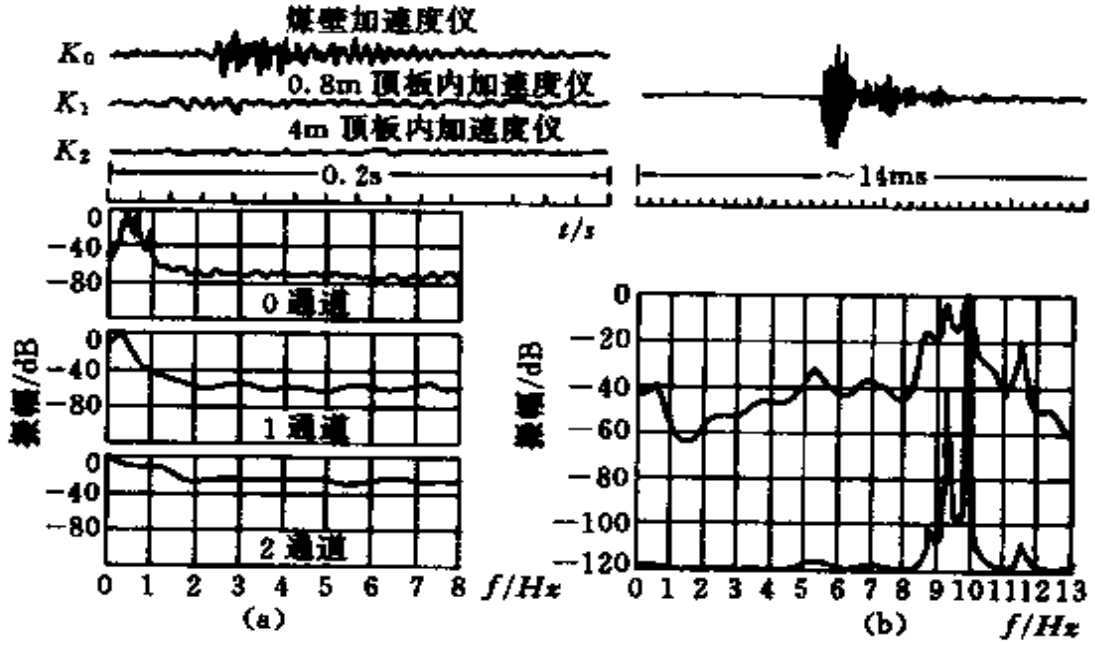


图 5-1 声发射信号的加速度和频谱图

5.4 岩石变形过程中的声发射

声发射现象与岩石变形过程有很大的关系。最初认为，根据声发射与岩石变形过程的关系，可以预测破坏的时刻。故研究集中在不同岩石试样、不同压载荷，拉载荷，剪载荷增长的情况下，声发射的规律。常用的参数为声发射频度或脉冲数量。

但是，在稳定常载荷下，对于蠕变，声发射频度与岩石变形速度有关。对于循环加载，声发射对前一循环的载荷有记忆效果，称为 Kaiser 效应。

岩石的声发射与岩石非弹性变形紧密相关。

声发射频度的变化类似于岩石非弹性体积变形速度的变化，而脉冲总数量的变化对应非弹性体积变形的变化。

5.4.1 载荷的增长对岩石声发射的影响

研究表明，所有类型的岩石，随着载荷的增加，声发射的频度随之增长直至破坏或到其极限强度。脆性岩石受压时，声发射的增长与岩石开始错位有关。这种现象出现在大约(0.4～0.9)极限强度。在空隙岩石和少量围压及轴压时，声发射的增长与局部破裂和空隙有关。图 5-2 为砂岩试块单轴受压下声发射频度与信号总数的变化。

考虑矿山压力和地音特征，可以将岩石的变形过程分为如下阶段：

Ⅰ、压缩，压密岩石中的裂缝和空隙。在该阶段，声发射频度有稍微上升，有时不明显。

Ⅱ、线性变形。弹性或亚弹性变形，部分不可恢复的变形。在该阶段声发射波的频率很低。

Ⅲ、扩涨或微扩涨与非弹性体积变形有关。在该阶段，声发射频度大量上升。

Ⅳ、加速扩涨或宏扩涨，岩石的体积迅速增长伴随微裂缝产生及断裂，在该阶段为较水平的声发射频度。当岩石变形趋向某个区段时，声发射频度可能在达到强度前下降。

Ⅴ、岩石破坏阶段，超过强度极限后，随变形的增长，压力下降，而声发射在该阶段研究不多。(声发射频率 200Hz～1MHz)，认为该阶段声发射下降是因宏观裂缝的增长与发展有关。

因此，Mogi 总结了岩石结构与声发射信号之间的关系，为三类：

Ⅰ类——超过岩石强度极限后主震动(断裂)而且很强烈，预先没有信号而出现断裂(再次)，这种岩石为均质，很小的空隙率和解理，应力分布均质。

Ⅱ类——主震动(断裂)比 *I* 类弱，但预先有震动脉冲。这类

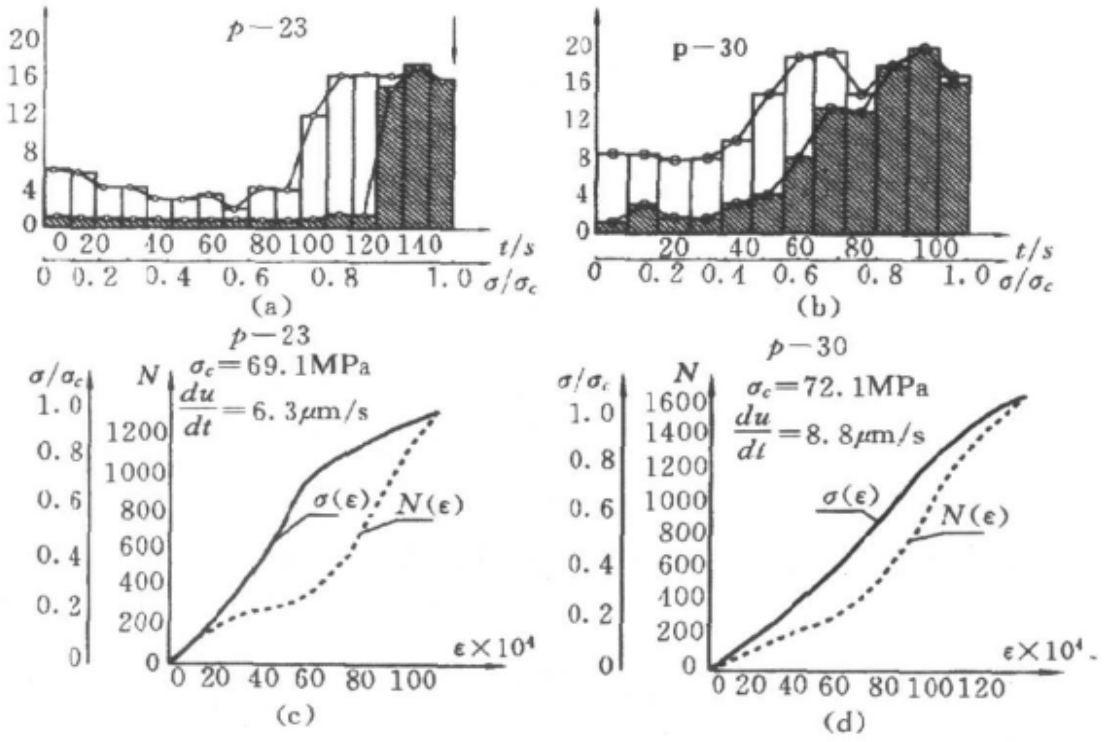


图 5-2 砂岩试块单轴受压下声发射频度与信号总数的变化

为非均质，而空隙，解理，压力分布非均匀。

Ⅲ类——缺少明显的主震动。裂隙（震动）增加后减小，变形释放能量（一些塑性岩石与裂隙）。

图 5-3 为岩石非均质程度下，变形与声发射特征，因此可见，声发射与非弹性变形有关，甚至在微扩涨前出现。

G.M.Boyce，W.M.McCabe 和 R.M.Koerner 在地音发射频率为 0.1 到 100KHz 的研究为基础，在单向压力，加载速度为 77KPaS^{-1} 下，提出了四种岩石的声发射特征。

Ⅰ类——有空隙和裂隙的实质区（*A* 点），也有稳定破断区（*C* 点），该区预报了非稳定破断区和地音频度的迅速增长（*D* 点开始）。

Ⅱ类——缺少稳定破断区，立即出现非稳定破断（*C*/*D*）；

Ⅲ类——岩石中不出现空洞和裂隙的压实区；

Ⅳ类——出现线性变形区的特点（*A*/*B* － *C*/*D*）和预报破坏的破断区。

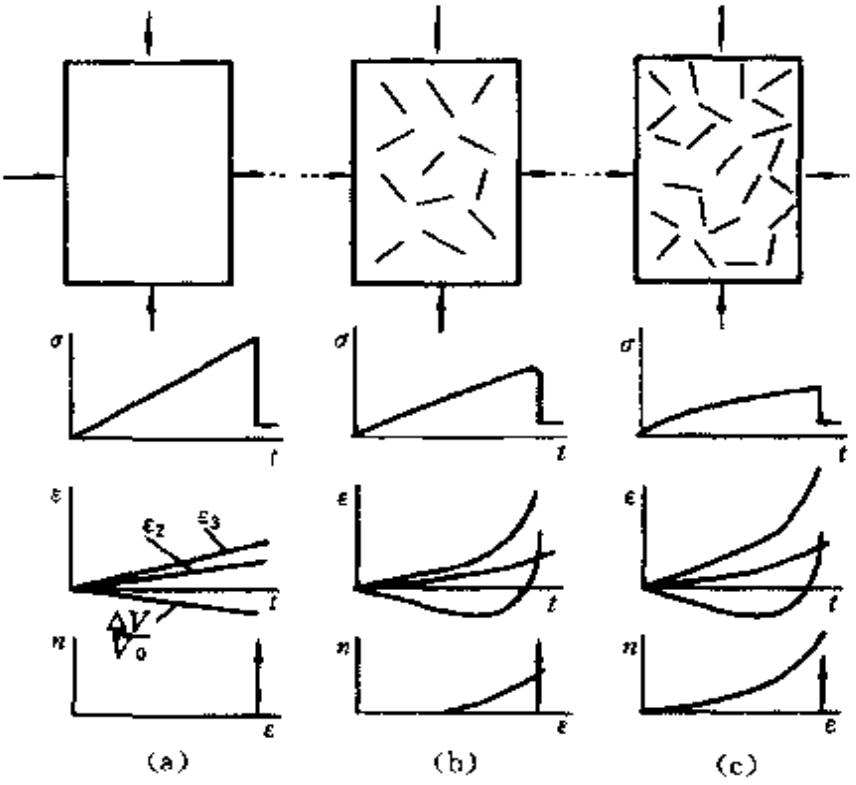


图 5-3　非均质岩石的变形与声发射特征

第一、第二类为岩石中存在微裂缝及空隙，而第三、四类为坚硬岩石。

5.4.2　稳定载荷下声发射频度的变化

随着岩石非弹性体积变形的增长，声发射频度随之增长。在稳定载荷下，岩石蠕变变形时，声发射频度也增长。

研究表明，声发射的脉冲数量与岩石非弹性变形或者声发射频度与变形速度存在如下关系：

$$n = \frac{dN}{dt} = b\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)^p \tag{5-1}$$

式中　b，p——为常数，p 稍大于 1

岩石蠕变时，声发射频度的变化与蠕变变形相类似。而对于岩石的稳定性来说，重要的是确定第三阶段的蠕变。

① 一阶段蠕变，较高的声发射频度；

② 第二阶段蠕变，声发射频度的增加有所下降；

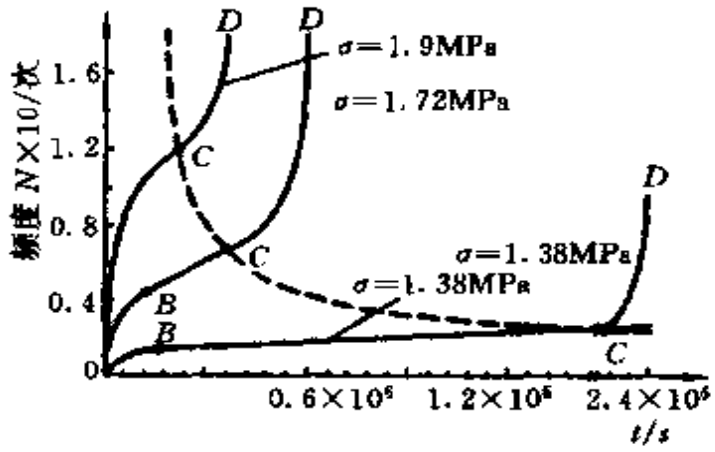


图 5-4 冻土试块蠕变时声发射信号的变化

③ 第三阶段蠕变，声发射频度再次增加。如图 5-4 所示。

5.4.3 循环载荷下声发射频度的变化

岩石在循环载荷下，声发射出现记忆效应。即在一定的压力差水平下，声发射水平与加载历史有差的关系，也就是说，声发射源具有不可逆转的特点。如果这部分的比例较大的话，岩石循环加载时，较大的声发射现象仅在超过了上次循环加载的最大压力后才出现。该最大压力的记忆效应称之为 Kaiser 效应。如图 5-5 所示。

5.4.4 温度对声发射的影响

岩石在高温(小于 660℃)下的声发射与低温下的类似。研究表明，声发射频度的最大值与岩石温度的最大梯度相关。存在某个温度限(对于花岗岩约为 70℃)，大于该限，声发射明显上升。但不取决于加热速度，加热速度仅对脉冲数量有影响，且成正比。

在岩石循环加热时(70～500 至 600℃)，对上次循环的最高温度有记忆。对于沉积岩来说，该记忆受时间影响，过了一定时间后，该记忆消失，见图 5-6 所示。

5.5 声发射的测量与观测

岩体声发射的特征与岩体微震的特征类似，故声发射观测与测量的原则也相似。声发射测量主要由探头、声发射信号的传输、数据的记录与处理等组成。

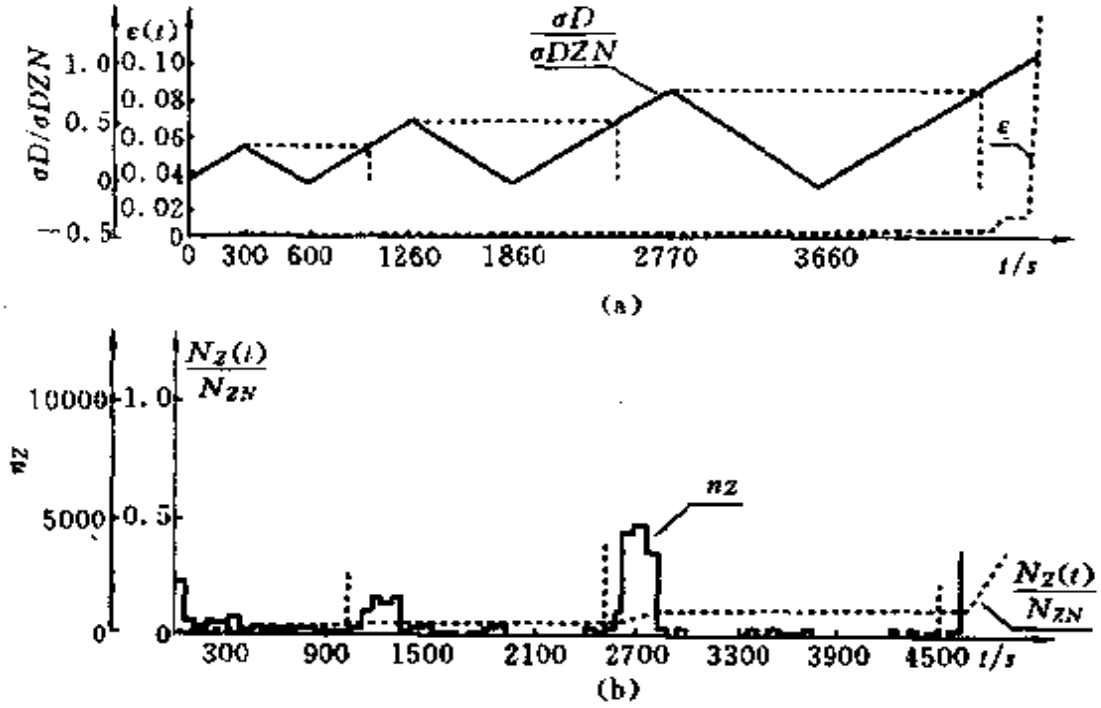


图 5-5 砂岩在循环加载时轴向变形与声发射的关系

对于矿山动力现象－冲击矿压的监测与预报，声发射法主要有两种形式。一种是固定式的连续监测，第二种是便携式的流动监测。

5.5.1 固定式连续声发射监测探头的布置

这种监测方式类似于微震监测，有固定的监测站，可以连续监测煤岩体内声发射现象的连续变化，预测冲击矿压危险性及危险程度的变化。图 5-7 为声发射探头的布置示意图。

声发射探头总是布置在上下两平巷的煤壁或顶板之中。探头一般安设在深为 1.5m 以上的钻孔中，以便避开巷道周边的破碎带。在回采工作面进行监测时，近的探头距工作面 40m，远的探头距工作面 110m。如果探头的去噪效果较好的话，探头可以布置在距工作面 20m 处。在掘进巷道进行监测时，探头应布置在距掘进面 30～100m 之间。一般来说，探头的布置应避开断层、煤层尖灭、老巷等阻尼大的地点。

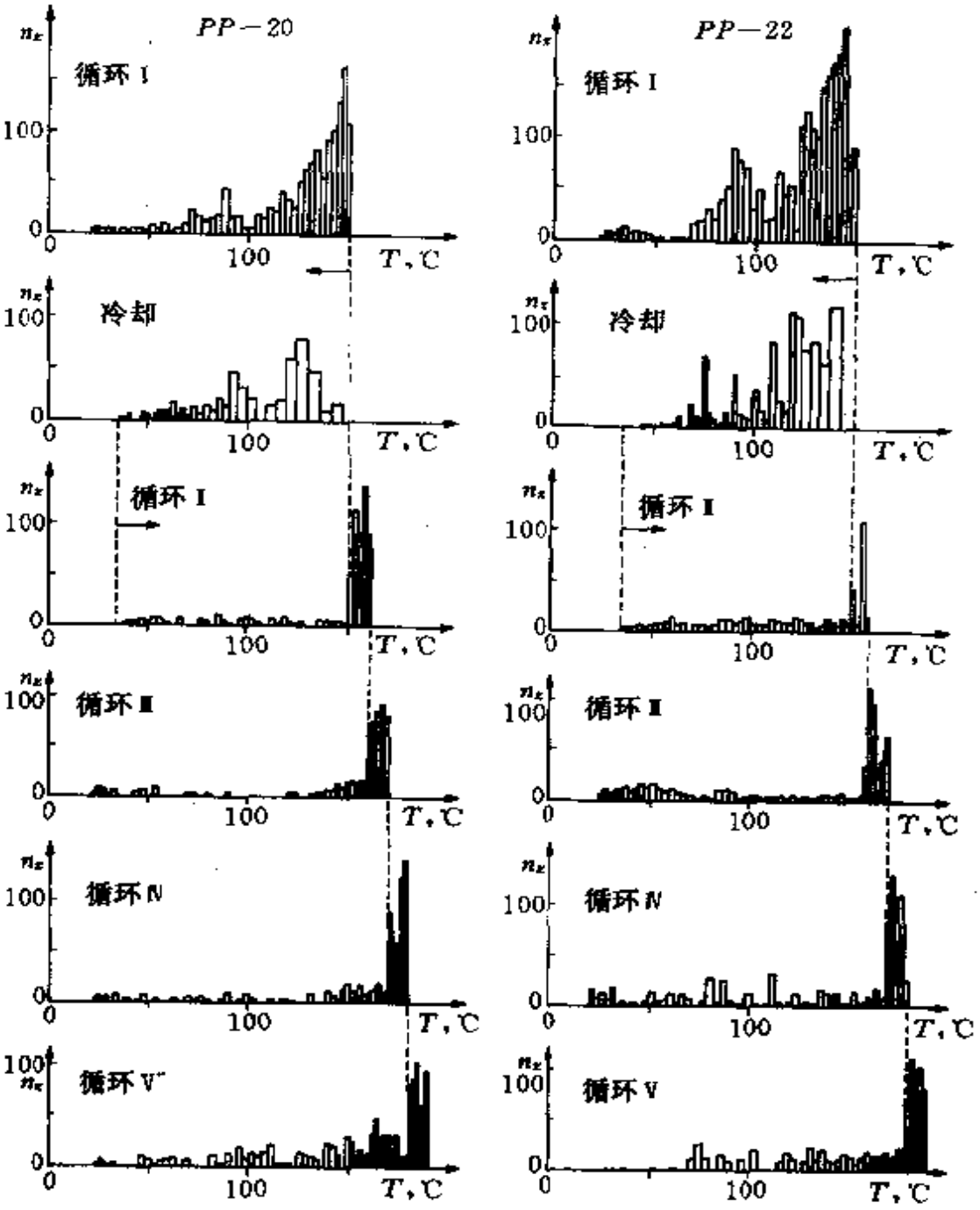


图 5-6 砂岩在循环加热情况下声发射规律

Ⅰ—加热到 $T_{I\,max}\approx150℃$，冷却到 35℃，Ⅱ—加热到 $T_{II\,max}\approx160℃$

Ⅲ—1 天后加热到 $T_{III\,max}\approx170℃$，Ⅳ—7 天后加热到 $T_{IV\,max}\approx180℃$

Ⅴ—30 天后加热到 $T_{V\,max}\approx190℃$，Ⅵ—前一次的最大温度

5.5.2 流动声发射监测探头的布置

采用激发声发射法对冲击矿压的危险性进行监测时，其探头

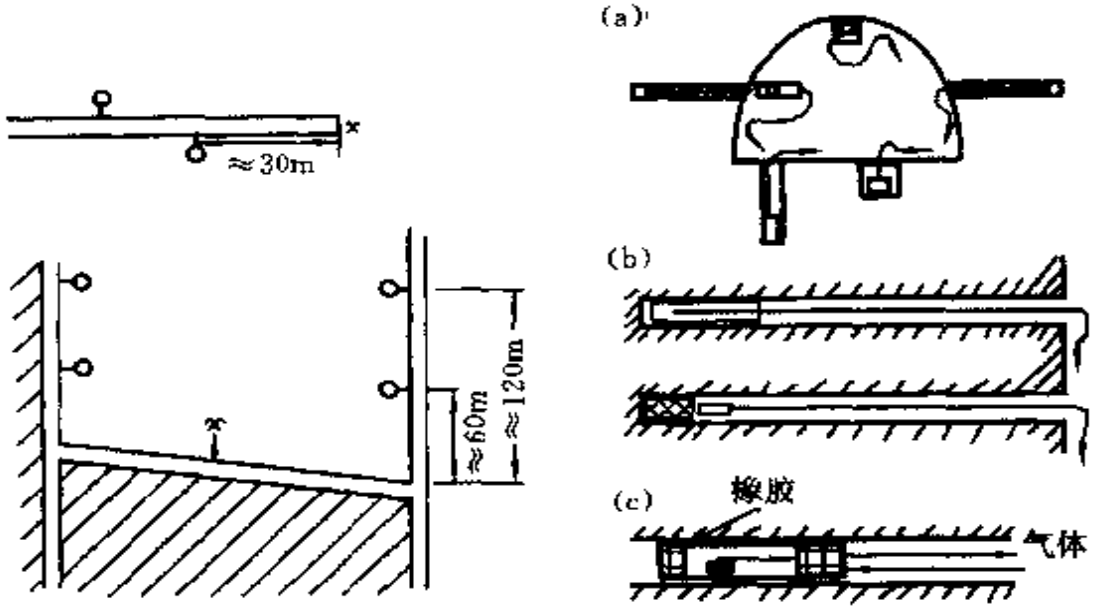


图 5-7　声发射探头布置示意图

一般布置在深 1.5m 的钻孔中，距探头钻孔 5m 处打一个深 3m 的钻孔，其中装上激发所用的标准重量炸药(1kg)。见图 5-8 所示。记录炸药爆炸前后一段时间内，产生的微裂隙形成的弹性波脉冲。每次测量进行 32 个循环，每循环记录 2 分钟，其中，放炮前 20 分钟，10 个循环，爆炸后 44 分钟，22 个循环。

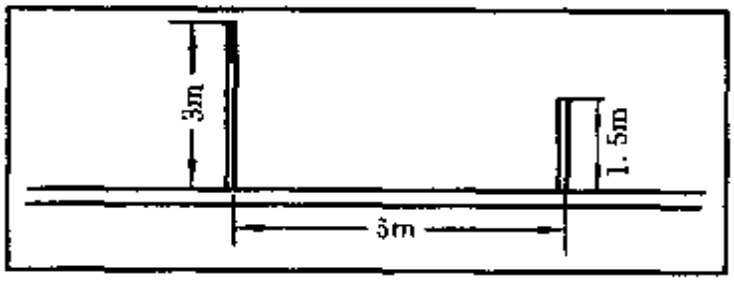


图 5-8　激发声发射法探头等布置示意图

5.6　冲击矿压动力危险预测

5.6.1　站式连续监测

站式连续监测主要记录声发射频度(脉冲数量)、一定时间内脉冲能量的总和、采矿地质条件及采矿活动等。主要用来评价局

部震动的危险状态及随时间的变化。

声发射频度为单位时间内的脉冲总数。而地震能量则采用距震中 50m 的振幅平方来计算

$$\omega = 50k^2r \tag{5-2}$$

式中 r——震中到探头的距离(或探头到工作面);

k——测量的振幅。

5.6.2 危险性监测的基础

实验研究表明,岩石的声发射与岩石在载荷作用下破坏的过程紧密相关。简单地说,在单轴增载荷的作用下,岩石试块的声发射强度与非弹性(破坏)体积变形(扩张)紧密相关。绝大多数的试验表明,这种关系特别是在蠕变的第二阶段,可以说是成正比。假设某个时刻,地音发射的能量大小 $w(t)$ 与扩张速度,也就是破坏速度 $\varepsilon'(t)$ 的关系可以写成下式:

$$\varepsilon'(t) = Cw(t) \tag{5-3}$$

两边积分可以得到

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + \int w(t)dt = \varepsilon_0 + C_a W(t) \tag{5-4}$$

式中 $\varepsilon(t)$ 为从加载开始到时间 t 的总破坏变形,$W(t)$ 为与岩石微破坏有关的地音事件总能量,C,C_a 为常数。

在一定的条件下,如果试块破坏时,存在某个破坏变形的标准值,记为 ε_c,上式两边由该值相除,并记 $C_0 = \varepsilon_0/\varepsilon_c$,$C_1 = Ca/\varepsilon_c$,则

$$0 \leqslant Z(t) = C_0 + C_1 W(t) \leqslant 1 \tag{5-5}$$

式中,$Z(t)$ 为 t 时刻岩体破坏的危险状态值,$Z(t) = \varepsilon(t)/\varepsilon_c$ 确定了 t 时刻岩石在载荷影响下,实际破坏的危险程度。

式(5-5)表明了地音与岩石破坏过程和岩石破坏危险之间的关系。

对于井下采掘作业来说,考虑一个固定点或者是采掘面推进过程中的某个运动点意义不大。因为采掘工作面是向未破坏的原

始煤体推进的。因此，采掘工作面前方的破坏程度和危险性有两个过程：

1）随着时间的增长，破坏程度（完全破坏或接近于破坏）和危险性增加；

2）采掘工作面推进到没有破坏的区域。

从理论上讲，岩体破坏的速度可以由工作面开采速度来限制，但实际很难做到。通常在岩体破坏速度与采掘工作面推进速度之间有一个平衡状态。该平衡状态的特点是接近于一个稳定的危险程度和每吨煤或者每平方米出露顶板的声发射值接近于一个稳定值。对于该状态来讲，声发射的较小变化通常是一个概率事件，证明岩体破裂的危险性有小的变化。声发射的较大变化和较长的持续时间说明了平衡状态的变化和危险性的变化－危险性增加或降低。上述观点就是连续声发射监测法的基础。

设 E 为过去一小时内声发射的能量或事件数，$\bar{E}$ 为一段时间内这些值的平均值，d 为能量或事件数的偏差值。偏差值定义为

$$-1 \leqslant d = \frac{E - \bar{E}}{\bar{E}} \tag{5-6}$$

假设存在一个函数 F_0，它与单位时间内因岩体危险程度平均值的变化 ΔZ 而变化的平均偏差值 $d(t)$ 有关。函数 F_0 是未知的，但可以由近似值 F_1 来代替。则对于连续时间段来说：

$$\bar{Z}(t) = \bar{Z}_0 + \int_0^t F_0(\bar{d}(t))dt = \bar{Z}_0 + \int F_1(\bar{d}(t))dt \tag{5-7}$$

这里，变量上面的横线表示其平均值，Z_0 为初始岩体破坏危险状态值。

对于以小时为单位时间的，则可以写为：

$$\bar{Z}(t) = \bar{Z}_0 + \sum F_1(\bar{d}(t)) \tag{5-8}$$

这样，采用连续监测的地音法，可以通过岩体破坏危险状态值，来确定采掘工作面的冲击矿压危险程度。

5.6.3 冲击矿压危险性评价指标的确定

由上可知，岩体中声发射的地音强度及事件数增加，说明岩体内应力的增加及冲击矿压危险性的增加。对于采掘工作面，为评价冲击矿压的危险性，以如下八个地音指标为基础来确定地音强度和事件数的偏差。

1）采煤班的班平均事件数 $\bar{N}_{mt}$；

2）非采煤班的班平均事件数 $\bar{N}_{nt}$；

3）采煤小时的小时平均事件数 $\bar{N}_{mh}$；

4）非采煤小时的小时平均事件数 $\bar{N}_{nh}$；

5）采煤班的班平均地音强度 $\bar{E}_{mt}$；

6）非采煤班的班平均地音强度 $\bar{E}_{nt}$；

7）采煤小时的小时平均地音强度 $\bar{E}_{mh}$；

8）非采煤小时的小时平均地音强度 $\bar{E}_{nh}$。

对于给定的单位时间，可以确定上述每个指标的偏差值。如对于采煤班的班平均事件数 $\bar{N}_{mt}$，其偏差值为：

$$d = \frac{N - \bar{N}_{mt}}{\bar{N}_{mt}} \times 100\% \tag{5-9}$$

其余类推（式中，N 为观测班的事件数）。

5.6.4 冲击矿压危险状态的分类

采用地音法对冲击矿压的危险性进行评价时，可将冲击矿压的危险程度分为四级，即（见表 4-2 所示）：

a 级，无冲击危险。所有的采矿作业按作业规程进行；

b 级，弱冲击危险。此时；

1）所有的采矿作业可按作业规程规定的进行；

2）加强冲击矿压危险状态的观测及采矿作业的监督管理。

c 级，中等冲击危险。在这种危险状态下，下一步的采矿作业应当与冲击矿压的防治措施一起进行。对观测结果和控制情况测量记录在案，观测的危险程度不再增长。

d 级，强冲击危险。此时：

1）应停止采矿作业，不必要的人员撤离危险区域；

2）生产矿长应当确定限制和降低冲击矿压危险程度的方法和措施，并检验防治措施的效果，确定实施冲击矿压防治措施的工作人员。

3）如果采取措施后，冲击矿压危险程度有了降低，则采矿作业可继续进行；如果危险状态不变，必须继续采取防治措施；如果冲击矿压危险程度继续升高，则所有的采矿作业必须停止，暂停或关闭采掘面及巷道。通过专家分析、处理的意见，经上级批准，方可实施防治措施及进行采矿作业。

5.6.5 冲击矿压危险状态的预测

1）班危险性状态的评价

根据班地音事件数及地音强度的偏差（采煤班或非采煤班的地音事件数及地音强度的偏差），对冲击矿压危险状态进行评价。通过归一化处理，采掘工作面的危险性程度可表示为：

$$\mu_{d0}=\begin{cases}0 & d<0\\ 0.25d & 0\leqslant d<400\%\\ 1 & d\geqslant 400\%\end{cases} \tag{5-10}$$

式中：μ_{d0}为以本班数据为基础确定的危险状态，d 为地音事件数或地音强度的偏差值。

图 5-9 介绍了采用地音法对采掘工作面进行冲击矿压危险状态班评价的具体实施方法。

2）小时冲击矿压危险性状态的评价

根据小时地音事件数及地音强度的偏差（采煤小时或非采煤小时地音事件数及地音强度的偏差），可评价冲击矿压的危险状态。通过归一化处理，采掘工作面的危险程度可表示为：

$$\mu_d=\begin{cases}\max\{\mu_{d0}(d)-0.15(4-t),0\} & t<4h\\ \mu_{d0}(d) & t\geqslant 4h\end{cases} \tag{5-11}$$

$$\mu_{d0} = \begin{cases} 0 & d < 0 \\ 0.25d & 0 \leqslant d < 400\% \\ 1 & d \geqslant 400\% \end{cases} \tag{5-12}$$

式中：μ_d—以本班及前几班数据为基础确定该班实际危险状态，

d—小时地音事件数及地音强度的偏差值，

t—偏差持续的小时数，其余符号意义同前。

对于目前在煤矿采用的三八工作制度来说，如果下一个小时的偏差值 d 是下降的，则冲击矿压的危险状态由下式来计算：

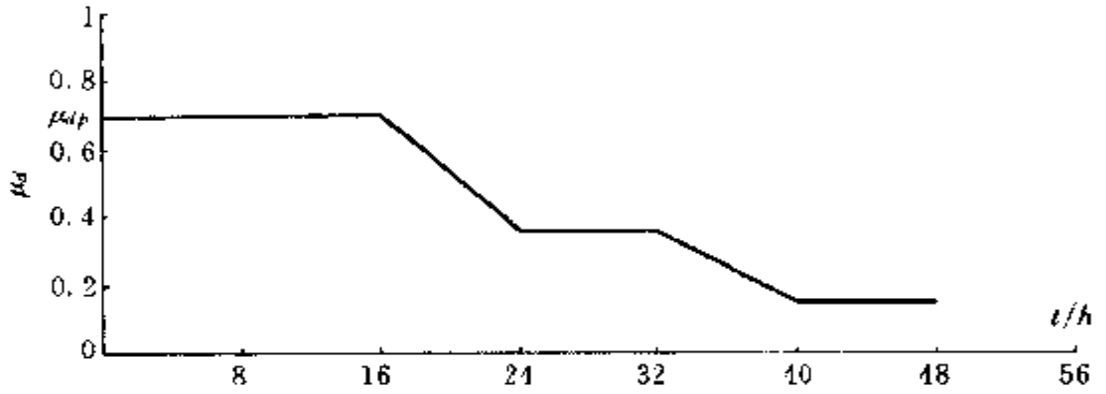
$$\mu_{d1} = \begin{cases} \mu_{dp} + 0.125\left(1 - \sqrt{1 - \dfrac{d}{\sqrt{8}}}\right) & \text{当 } d \leqslant \sqrt{8} \\ \mu_{dp} + 0.125\sqrt{\dfrac{d}{\sqrt{8}}} & \text{当 } d > \sqrt{8} \end{cases} \tag{5-13}$$

$$\mu_{dp} = \min\{\mu_{d1}, 1\} \tag{5-14}$$

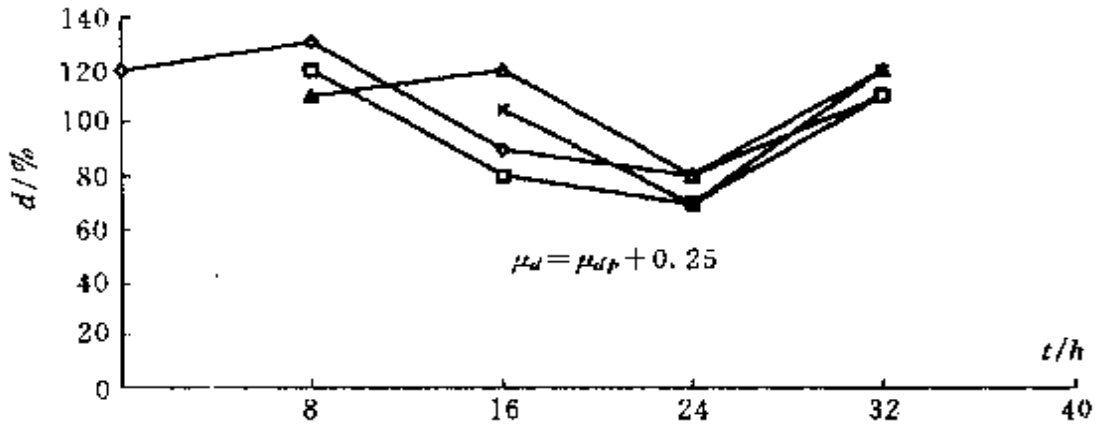
以小时地音事件数及地音强度的偏差为基础，通过上述关系式确定危险状态时，其冲击矿压危险程度应不低于该班开始时的危险程度。表 5-1 为根据小时地音事件数及地音强度的偏差对采掘工作面冲击矿压危险状态进行评价的具体实施方法。

表 5-1 根据小时地音事件数及地音强度的偏差评价冲击危险

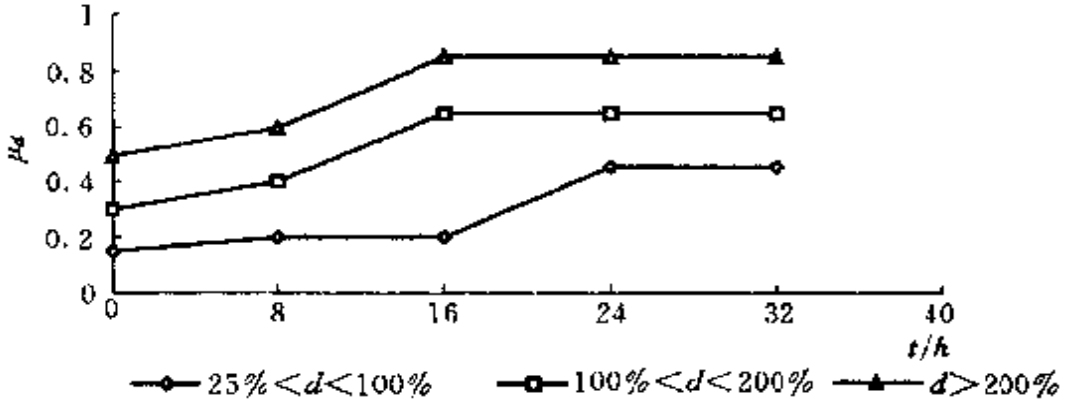
持续时间，h	μ_d			
	$d < 100\%$	$d = 100\% \sim 200\%$	$d = 200\% \sim 300\%$	$d > 300\%$
1	0	0～0.05	0.05～0.30	>0.30
2	0	0～0.20	0.20～0.45	>0.45
3	<0.10	0.10～0.35	0.35～0.60	>0.60
4	<0.25	0.25～0.50	0.5～0.75	>0.75
5	<0.25	0.25～0.50	0.5～0.75	>0.75
6	<0.25	0.25～0.50	0.5～0.75	>0.75
7	<0.25	0.25～0.50	0.5～0.75	>0.75
8	<0.25	0.25～0.50	0.5～0.75	>0.75



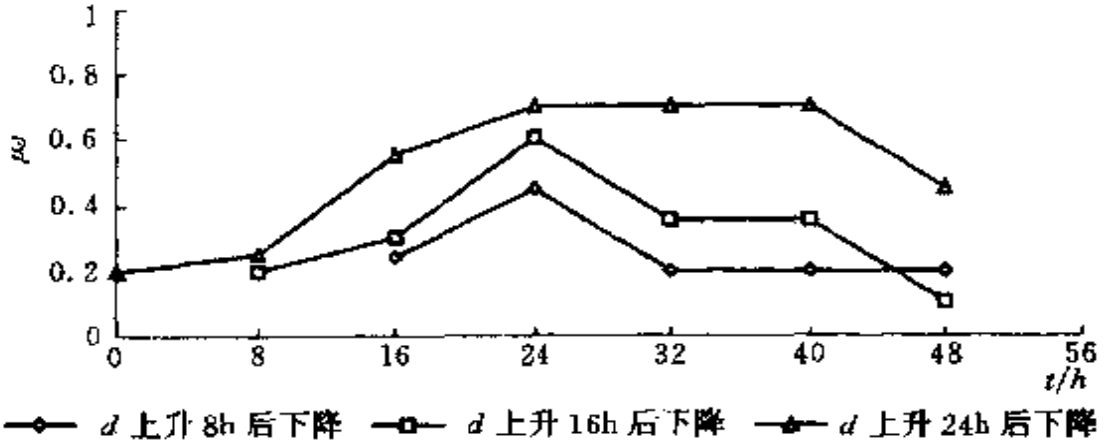
(a) $d<25\%$ 时 μ_d 随时间的变化



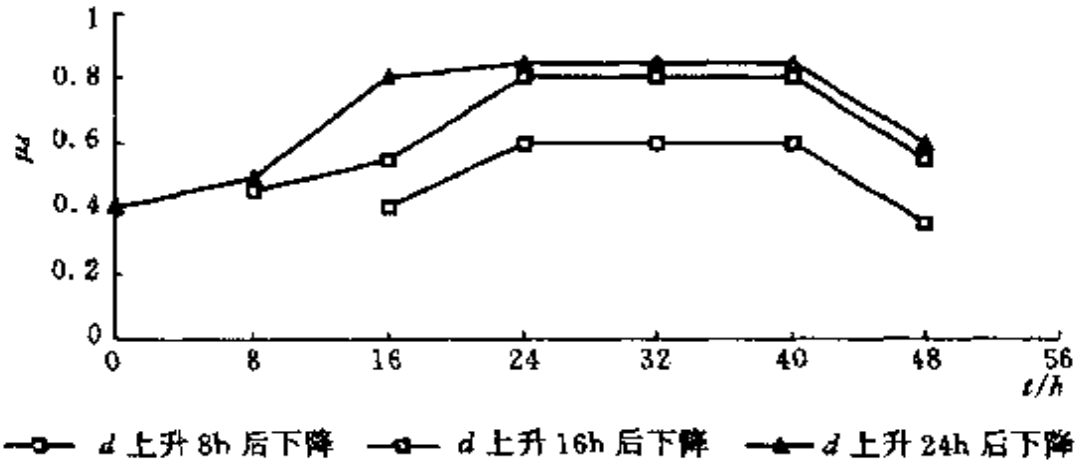
(b) d 变化时 μ_d 的取值



(c) μ_d 随 d 的增加而上升



(d) 在 100% < d < 200% 时 μ_d 随时间的变化



(e) 在 d > 200% 时 μ_d 随时间的变化

图 5-9 冲击矿压危险状态 μ_d 与偏差值 d 和时间

5.6.6 波兰 Katowice 卡托维兹矿的生产实践

波兰卡托维兹(Katowice)矿是一个高冲击矿压危险的矿井。其中所有的巷道、工作面都采取了冲击矿压危险性评价的地音法。图 5-10 表示了一个月时间内,采用地音法对 535*b* 垮落法工作面、535*a* 充填法工作面、535*c* 工作面的开切眼及 535*a* 的斜巷冲击矿压危险性评价的结果。实践表明,这些工作面的冲击矿压危险性评价比较准确。

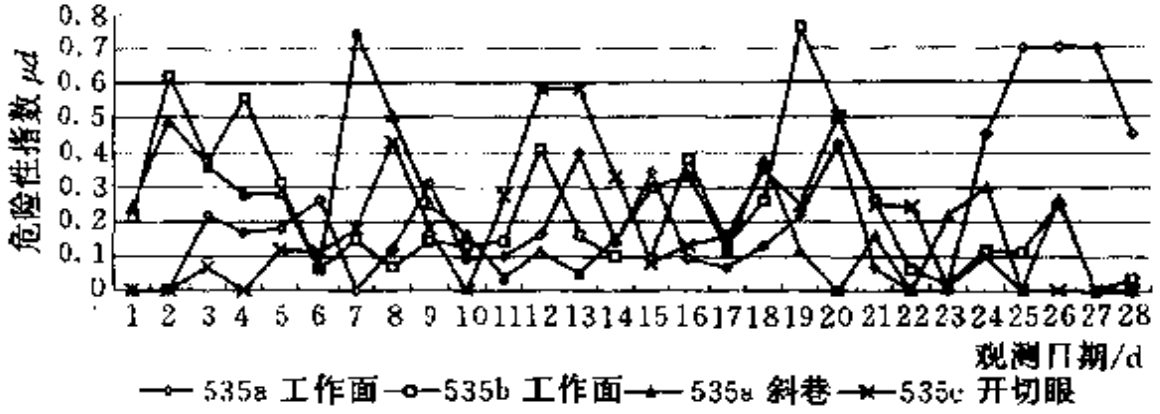


图 5-10　波兰卡托维兹(Katowice)矿四个工作面的冲击矿压危险状态

5.7　激发声发射法监测

激发声发射监测方法的基础是在岩体受压状态下，局部较小应力的变化(例如少量炸药的爆炸)将引起岩体微裂隙的产生，而应力越高，形成的裂缝就越大，持续时间就越长，也可以说岩体中能量的聚积和释放程度就越高，冲击矿压发生的危险程度就越高。炸药爆炸产生的微裂隙，其中的部分可以通过声发射仪器测到，并以脉冲的形式记录下来。这样，就可以比较放炮前后声发射活动的规律，确定应力分布状态，从而确定冲击矿压危险状态。如图 5-11 所示。

研究表明，炸药爆炸后，岩体中释放的声发射的振幅值及持续时间(从爆炸开始测量的声发射值，回到爆炸前的声发射水平)与岩体中的应力状态成正比。

一般情况下，炸药爆炸后，声发射脉冲的分布可近似按下式表示：

$$n(t) = n_0 + Ae^{-bt} + e_1' \tag{5-15}$$

$$w(t) = n(t)w_1 + e_2' \tag{5-16}$$

式中　n_0, A, b, w_1——通过测量确定的参数；

$w(t)$——聚积的能量；

e_1', e_2'——随机误差。

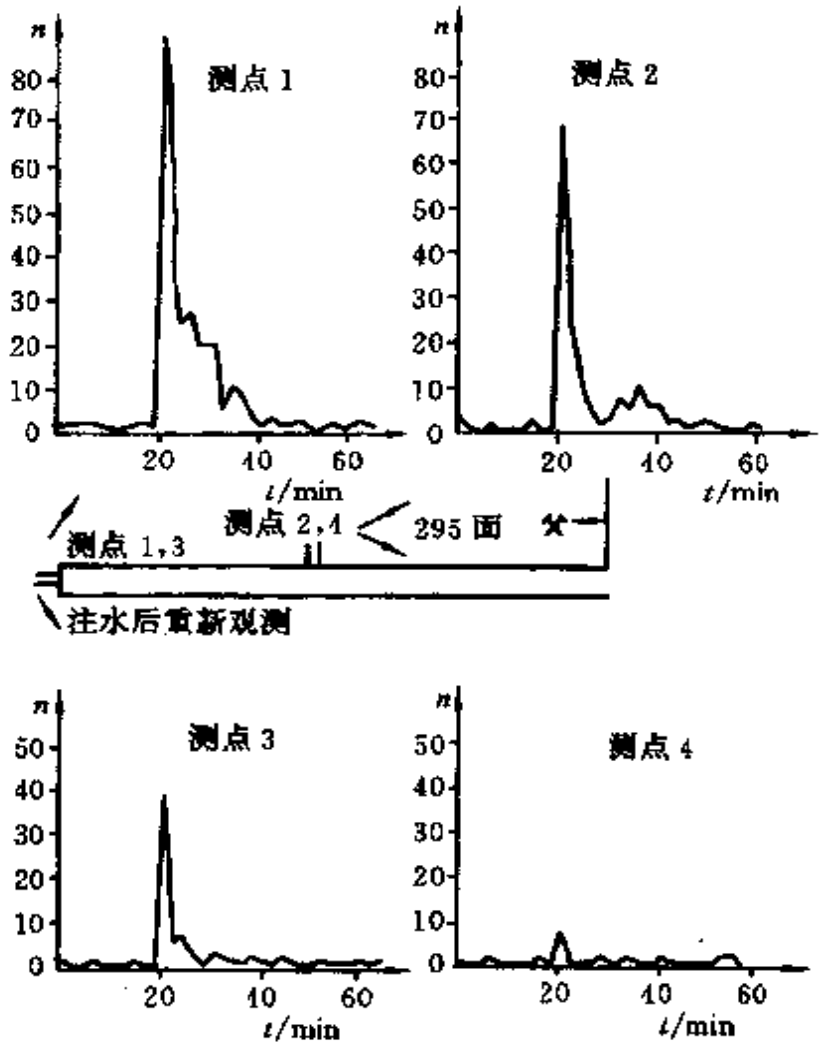


图 5-11 激发声发射的分布特点

1,2－煤层注水以前;3,4－煤层注水以后

则冲击矿压危险程度可用下式表示

$$0 \leqslant Z = a_0 + a_1 n_0 + a_2 A + a_3 b^{-1} + a_4 w_1 \qquad (5\text{-}17)$$

其中，$a_0, \cdots, a_n$——按测量数据的统计规律确定。

则冲击矿压危险性为：

无冲击危险 $Z < 0.5$

弱冲击危险 $0.5 \leqslant Z < 1.5$

中等冲击危险 $1.5 \leqslant Z < 2.5$

强冲击危险 $Z \geqslant 2.5$

图 5-12 为波兰 Manifest Lipcowy 矿在工作面三个位置测试的

结果。其中,位置(2)为部分卸压区域的测试结果,位置(1)为下方507、510煤层停采线处的测试结果,而位置(3)则为507、510煤层的煤柱区域测试的结果。从图中可以看出,(1)点处的冲击矿压危险最大,(3)点的比较小,而(2)的最小。这与分析的结果是一致的。

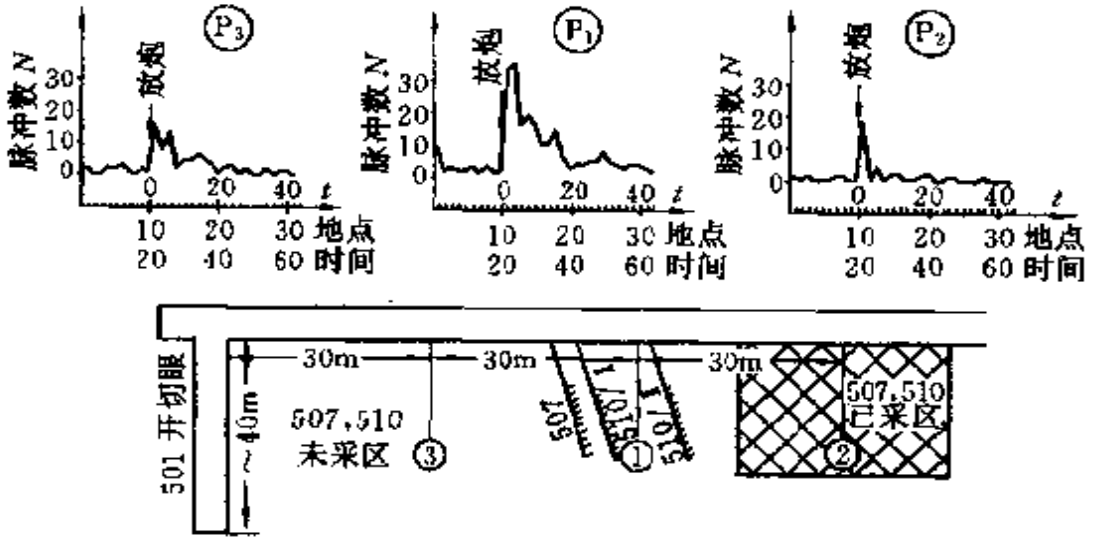


图 5-12　工作面不同位置采用激发声发射法测试的结果

5.8　其他方面的应用

采用声发射原理,可以进行岩体动力破坏现象的监测,包括冲击矿压、煤和瓦斯突出;岩土工程稳定性监测,包括边坡、坝基、公路、涵洞、隧道等;混凝土结构稳定性监测,包括井架、桥梁、建筑物、桩基等;金属压力容器的监测与检测,管路破损监测与检测等。例如,对于在役压力容器声发射检测为声发射无损检测,可用于容器出厂及在役容器检修水压试验时的检测。检测范围包括石化系统的各类容器、储罐及各个行业的锅炉。检测的目的是发现使用中产生的危及压力容器安全的缺陷和受载情况下的活动性缺陷,其主要内容是发现超过一定尺寸(特别是缺陷在板厚方向的自身高度及离表面的距离)、危险性较大的平面缺陷(裂纹、未焊透、未熔合)等。

6 电磁辐射

电磁辐射技术是一种地球物理方法。岩石电磁辐射是指岩石受载破裂过程中向外辐射电磁能量的过程或现象。

岩石破裂电磁辐射的观测和研究是从地震工作者发现震前电磁异常后开始的。前苏联和我国是在这方面开展研究较早的国家,还有日本和美国等国家也开展了这方面的研究工作。在近25~30年内岩石破裂电磁辐射效应的研究,无论是在理论研究方面,还是在应用研究方面,都取得了飞速发展,特别是在地震方面用于预报地震。但是研究多限于大理岩、花岗岩和石英岩等坚硬岩石,而且大多数研究仅限于定性研究。从九十年代开始,中国矿业大学对载荷作用下煤体的电磁辐射特性及规律进行了较为深入的定性和定量研究,取得了很多成果。

6.1 煤岩破坏的电磁辐射现象

研究表明,电磁辐射是煤体等非均质材料在受载情况下发生变形及破裂的结果,是由煤体各部分的非均匀变速变形引起的电荷迁移和裂纹扩展过程中形成的带电粒子产生变速运动而形成的。

图6-1是某矿原煤的实验结果,共记录到67个事件。图中只给出部分事件的记录结果,图中横坐标为时间 t/s,纵坐标为振幅,纵坐标边上的1,2…16为仪器的通道号 n_{ch}。采样速率为2MHz。

6.1.1 煤样试验

图6-2为7#煤的典型应力-时间、电磁辐射(EME)脉冲数-时间、电磁辐射幅值—时间曲线图。图6-3为9#煤的典型应力

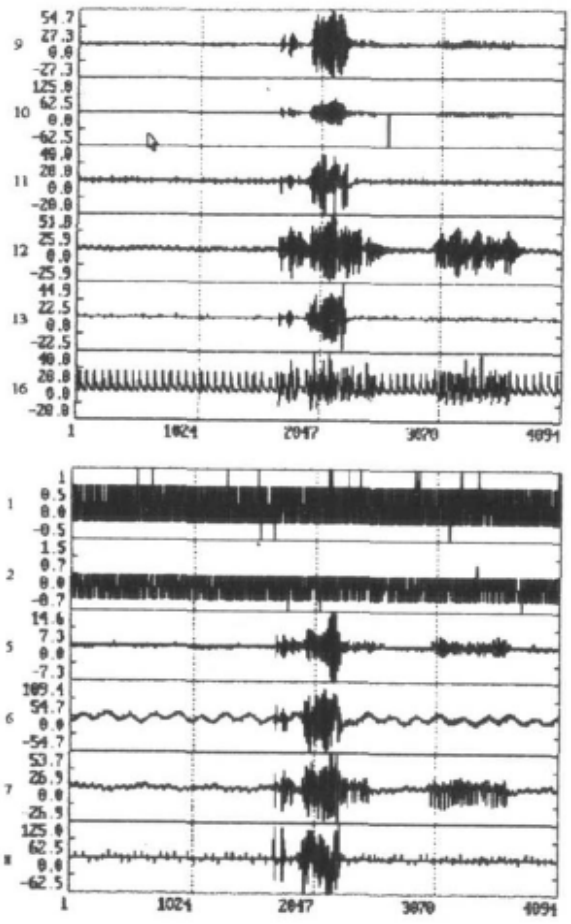


图 6-1　某矿原煤电磁辐射实验记录结果

– 时间、电磁辐射(EME)脉冲数 – 时间、电磁辐射幅值—时间曲线图。

6.1.2　泥岩和砂岩样试验

图 6-4 为泥岩的典型应力 – 时间、电磁辐射幅值—时间和声发射 – 时间曲线图。图 6-5 为砂岩的典型应力 – 时间、电磁辐射幅值—时间和声发射 – 时间曲线图。

6.1.3　混凝土试样试验

图 6-6 为混凝土试样的典型应力 – 时间、电磁辐射幅值—时间曲线和声发射 – 时间关系图。

6.1.4　受载煤体的 Kaiser 效应

受载煤体电磁辐射具有 *Kaiser* 效应，见图 6-7 所示。

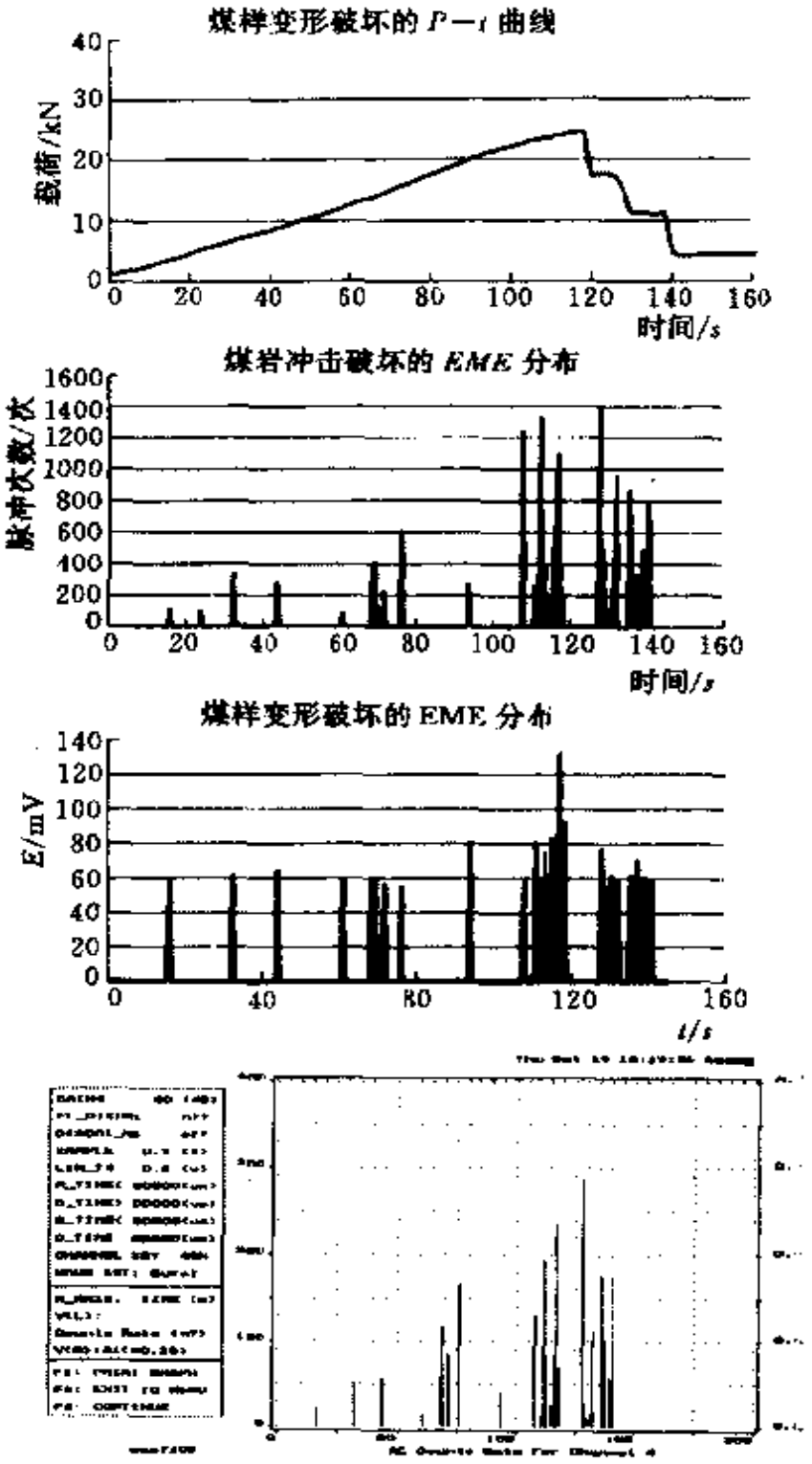

煤样变形破坏的 P—t 曲线
载荷/kN
时间/s
煤岩冲击破坏的 EME 分布
脉冲次数/次
时间/s
煤样变形破坏的 EME 分布
E/mV
t/s

图 6-2 7煤的试验结果

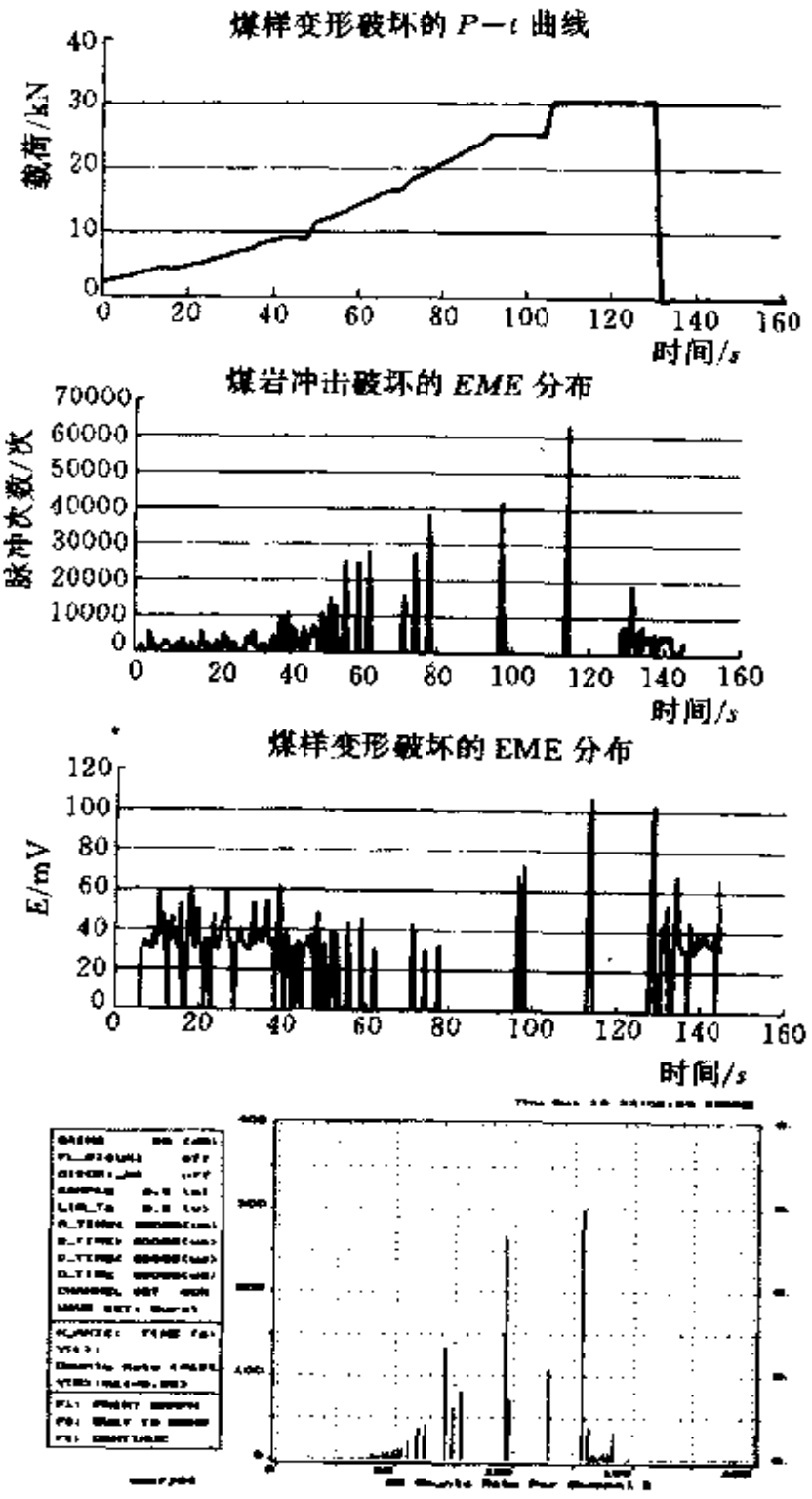

煤样变形破坏的 P—t 曲线
载荷/kN
时间/s
煤岩冲击破坏的 EME 分布
脉冲次数/次
时间/s
煤样变形破坏的 EME 分布
E/mV
时间/s

图 6-3　9 煤的试验结果

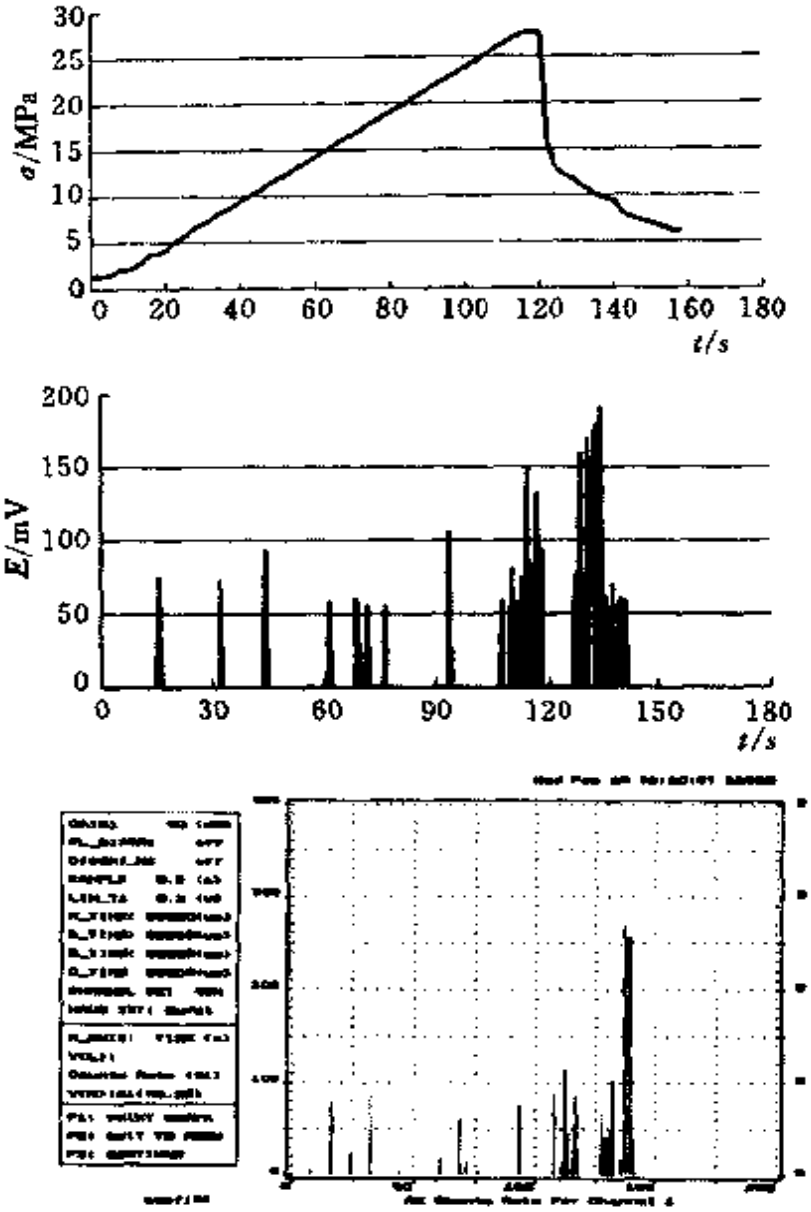


图 6-4 泥岩岩样的试验结果

6.2 试验结果

从上述试验曲线分析,可得出如下结果:

① 不同类型的煤岩体在载荷作用下变形及破裂过程中都有声发射和电磁辐射信号产生。在煤体的受载变形破裂过程中,电磁辐射基本上随着载荷的增大而增强,随着加载及变形速率的增

加而增强。声发射的变化规律也基本上随着载荷的增大而增强，随着加载及变形速率的增加而增强。

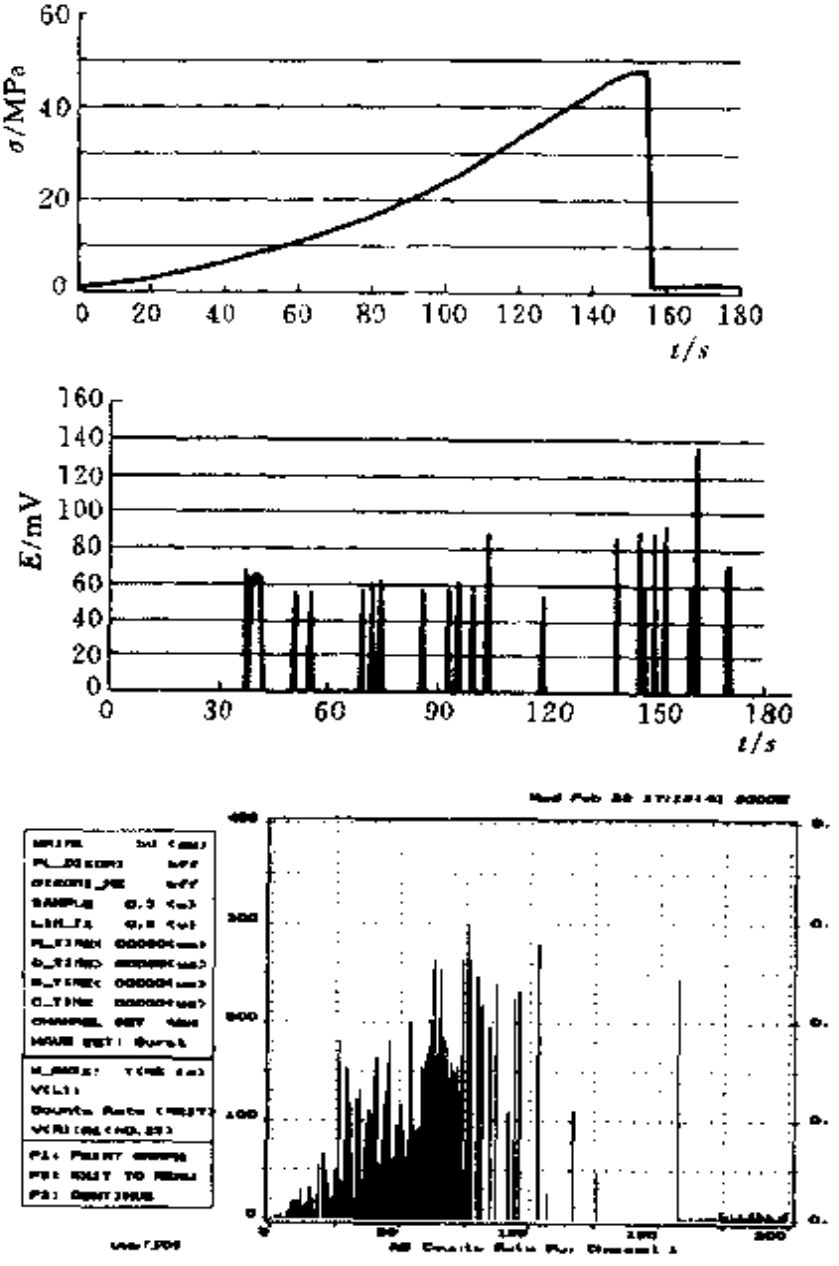


图 6-5　砂岩岩样的试验结果

② 从煤的变形破坏试验结果来看，煤试样在发生冲击性破坏以前，电磁辐射强度一般在某个值以下，而在冲击破坏时，电磁辐射强度突然增加。

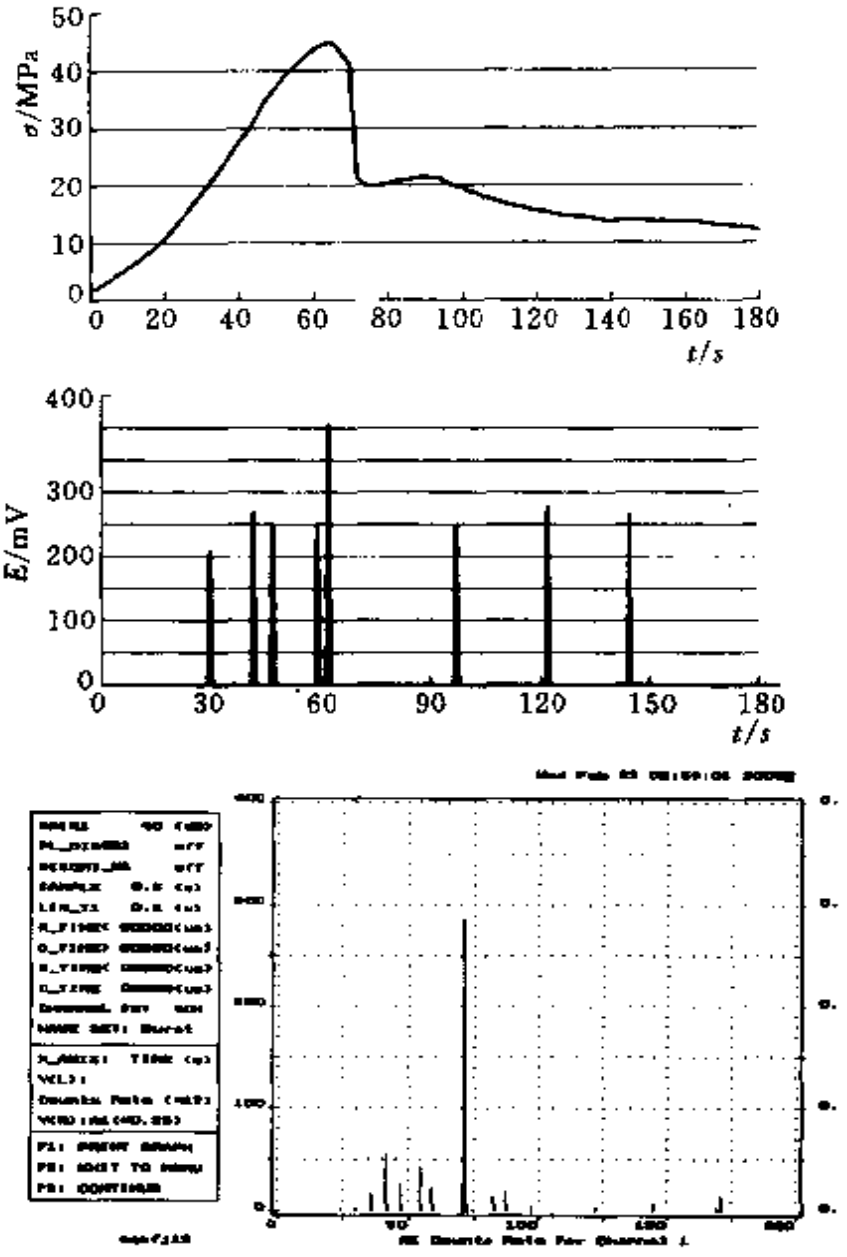


图 6-6 混凝土试样的试验结果

③ 煤岩体电磁辐射的脉冲数随着载荷的增大及变形破裂过程的增强而增大。载荷越大,加载速率越大,煤体的变形破裂越强烈,电磁辐射信号也越强。

④ 受载煤体电磁辐射具有 *Kaiser* 效应。

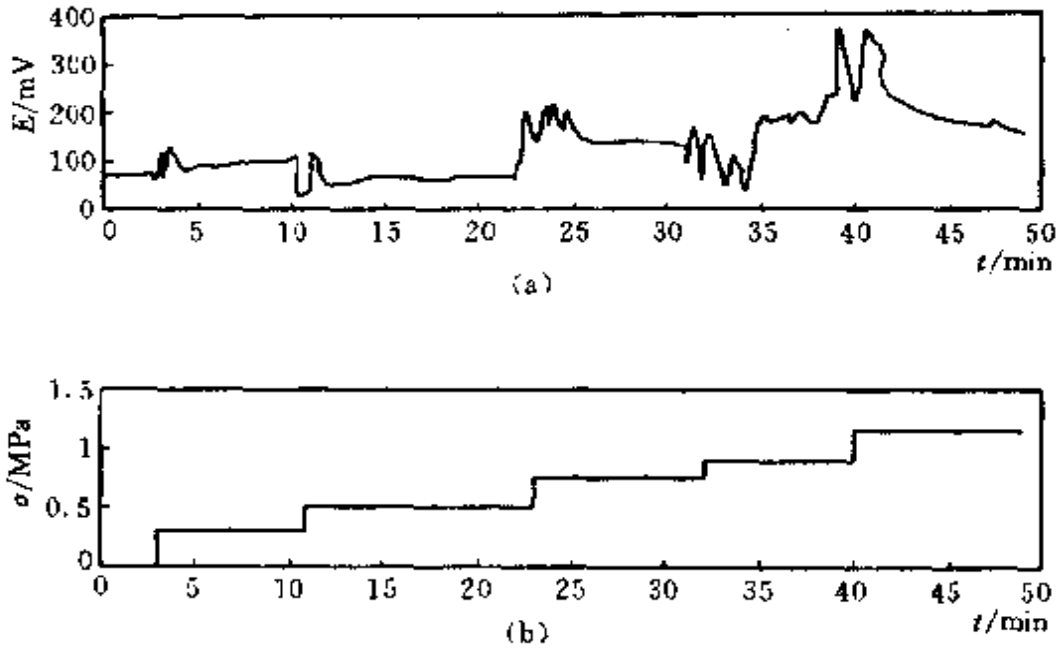


图 6-7 煤岩电磁辐射与载荷间关系

煤岩体的组成及结构相当复杂，包括许多矿物杂质，是典型的非均质材料。我们完全可以把煤岩体看作是由一些颗粒包裹体(简称单元)粘结在一起而组成的，不仅是颗粒包裹体与界面处胶结物的强度及变形特性不同，而且颗粒包裹体之间在强度及变形方面也有显著的差异，因此煤岩体中的应力及应变分布相当不均匀。

任何岩石中都有自由的(电子)和束缚的(离子)电荷，煤体也不例外。当煤体发生不均匀应变时，压缩区域的自由电荷浓度升高，而低应力区或拉伸区域的自由电荷浓度降低，这必然使自由电荷由高浓度区向低浓度区扩散、运移。低速扩散过程中产生低频电磁辐射，并在试件表面积累表面电荷。

高应变区主要位于强度不同的颗粒界面处强度较低的单元内，煤岩体的破裂主要是沿着颗粒之间的界面而进行的。煤岩体颗粒之间的作用是通过电场或电荷来完成的。当相邻颗粒之间发生非均匀形变时，其界面处的电平衡被打破，产生局部激发，结果

是受拉的界面处积累了自由电荷(主要是电子),而受压的颗粒内部积累了相反符号的电荷。从总体宏观上来看,在试样表面积累了电荷,形成了库仑场(或静电场)。当变形非常缓慢或匀速的情况下,自由电荷来得及消退以适应电平衡的变化,因而对外并不产生电磁(脉冲)辐射。当相邻颗粒之间发生非均匀变速形变时,这种局部激发就会对外产生电磁(脉冲)辐射,这也主要是低频电磁辐射。

在煤岩材料的变形阶段,由于颗粒之间的力学变形特性不同,必然发生颗粒之间的滑移,其结果是在滑移面发生强烈的激发,甚至在滑移面尖端形成了带电粒子(主要是电子)发射,这种强烈的激发对外产生电磁辐射。

煤岩材料的破裂呈张拉或"剪切型"张拉形式。煤岩体的裂纹扩展时,处于裂纹尖端表面区域中的电子在裂隙尖端区域中大量电子形成的电场的作用下,向裂纹内部的自由空间区域发射,形成电子发射。同时,也可能产生带负电的碎屑粒子发射。当发生剪切摩擦时,同样的道理,也会形成带正电的粒子发射。

裂纹扩展时,在裂纹表面受拉的区域出现表面电荷,极性为负的,在裂纹表面受压的区域出现正电荷。裂纹扩展时,在裂纹尖端形成了运动的偶极子群。在裂纹尖端的煤体本相处受拉区域仍表现为负电荷,这就是产生电子加速电场的原因,而周围的压应力区带正电。

发射出来的这些低速运动带电粒子在电场的作用下加速,当带电粒子碰撞到周围环境介质的分了或原子,或碰撞到周围的煤岩体裂隙表面时会减速,在其变速运动过程中会产生电磁辐射。后者形成的电磁辐射也叫韧致辐射。由于可能形成了大量的带电粒子,因此会产生从低频电磁辐射到 x 光的宽频带电磁辐射。

从上述分析可以得出,煤岩体产生电磁辐射,源于煤岩体的非均质性,是由应力作用下煤岩体中产生非均匀变速形变而引起的。受载煤岩体中发生以下电荷(或带电粒子)运动过程:

(1) 煤岩材料变形及破裂时能够产生电磁场,有两种形式:一种是由电荷,特别是试样表面积累电荷引起的库仑场(或准静电场),另一种是由带电粒子作变速运动而产生的电磁辐射,是一种脉冲波。

(2) 在非均匀应力作用下非均质煤岩体各部分产生非均匀形变,由此引起电荷迁移,使原来自由的和逃逸出来的电子由高应力区向低应力区或拉应力区迁移,同时在试样表面也积累了大量的电荷。由此形成了库仑场(或准静电场),或低频电磁辐射。

(3) 裂纹形成及扩展前,裂纹尖端积累了大量的自由电荷(电子)。裂纹扩展时,发射电子,由于裂纹不是匀速扩展,这必然向外辐射电磁波,这种电磁辐射与声发射是同步的。

(4) 裂纹扩展后,裂纹局域煤体卸载收缩,在卸载的瞬时,裂纹尖端两侧附近区域煤体中电子浓度较高,形成了库仑场。在该电场的作用下,发射出的电子产生加速运动,向外辐射电磁波。

(5) 出于摩擦等原因产生电磁辐射,也可能产生带正(或负)电粒子;裂纹表面电荷也会发生张驰。

(6) 运动的电荷碰撞周围介质分子或原子,使运动电荷减速,同时能使介质分子或原子发生电离,发射电磁波。

6.3 煤岩变形破裂的电磁辐射机理

6.3.1 煤岩体中带电粒子运动激发的电磁场

麦克斯韦电场环路定理为:

$$\oint_L \vec{E} \cdot \vec{dL} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{dS} \tag{6-1}$$

式中,$\vec{E}$ 为电场矢量;$\vec{B}$ 为磁感矢量;S 为以闭合回路 L 为边界的曲面面积。

麦克斯韦磁场环路定理为:

$$\oint_L \vec{H} \cdot \vec{dL} = \vec{j}_f + \vec{j}_D \tag{6-2}$$

$$\vec{J}_d = \frac{\partial}{\partial t}\iint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} \tag{6-3}$$

式中，$\vec{J}_D$为位移电流，$\vec{D}$为电感矢量，$\vec{J}_f$为传导电流矢量。

由麦克斯韦电场环路定理式(6-1)可知，只要磁感矢量随时间的变化率不为零，即$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \neq 0$，那么在磁场变化的区域中就存在涡旋电场。另一方面，由麦克斯韦磁场环路定理(6-2)可知，只要电感矢量随时间的变化率不为零，即$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \neq 0$，那么在电场发生变化的区域中，即使不存在传导电流也必然存在磁场。因此，若在空间某一区域中存在着变化电场，则在该区域的附近将建立起变化磁场；而这个变化磁场又将在它的邻近建立起变化电场。这种变化电场和变化磁场交替地产生，并且由近及远地传播开来，就形成了电磁波。

从物理学的角度看，产生电磁波的机制是多种多样的。但是，从微观上来说，电磁辐射是出电荷运动而产生的。

假设在外力作用下，煤岩体中带电粒子沿某一特定轨道运动，则煤岩体中任意运动带电粒子激发的电场和磁场为：

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \\ &= \left(1 - \frac{n^2 v^2}{c^2}\right) \frac{e\vec{r}}{4\pi\varepsilon\left[\left(1 - \frac{n^2 v^2}{c^2}\right) r^2 + \left(\frac{n\vec{w} \cdot \vec{r}}{c}\right)^2\right]^{3/2}} \\ &\quad + \frac{n^2 e}{4\pi\varepsilon c^2 r} \frac{\vec{n} \times \left[\left(\vec{n} - \frac{n\vec{w}}{c}\right) \times \vec{v}'\right]}{\left(1 - \frac{n\vec{w} \cdot \vec{n}}{c}\right)^3}\end{aligned} \tag{6-4}$$

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \vec{B}_1 + \vec{B}_2 = \frac{n^2 \vec{v}}{c^2} \times \vec{E}_1 + \frac{n\vec{n}}{c} \times \vec{E}_2 \\ &= \left(1 - \frac{n^2 v^2}{c^2}\right) \frac{en^2 \vec{v}' \times \vec{r}}{4\pi\varepsilon c^2\left[\left(1 - \frac{n^2 v^2}{c^2}\right) r^2 + \left(\frac{n\vec{w} \cdot \vec{r}}{c}\right)^2\right]^{3/2}}\end{aligned}$$

$$+\frac{en^3}{4\pi\epsilon c^3 r}\frac{\vec{v}\times\left(\vec{n}-\frac{\vec{nw}}{c}\right)}{\left(1-\frac{\vec{nw}\cdot\vec{n}}{c}\right)^3} \tag{6-5}$$

式中 n—煤岩体介质的折射率；

c—真空中电磁波传播速度，即光速；

e—粒子的电荷；

ε—介质的绝对介电常数；

v—粒子的速度，

$\vec{v}'$—粒子的加速度；

r—粒子与观察点之间的距离；

$\vec{n}$—$\vec{r}$ 方向的单位矢量。

可见，煤岩体中任意带电粒子运动产生的电磁场包括两部分：第一部分是运动电荷的库仑场 E_1 和与之相关的磁场 B_1；第二部分为辐射场，与加速度成正比。辐射场是横向场，即 E_2 和 B_2 都与 n 垂直，并且 E_2 和 B_2 互相垂直。此外，辐射场与距离 r 成反比。

从中可以看出，煤岩体变形及破裂过程中产生的电磁辐射与带电粒子的电量及其运动加速度成正比。当然与带电粒子的密度有关，带电粒子数越多，电磁辐射的强度也越高。加载速率越高，变形及破裂过程越强烈，单位时间内形成的带电粒子数就越多，其运动速度也越高，因而煤岩变形及破裂时电磁辐射的强度越高，频率范围也越宽。

6.3.2 电磁辐射在煤岩介质中的传播

煤岩介质中电磁场是以波的形式存在的。电磁波在煤岩介质中传播时，随着传播距离的增加，电磁场幅值会发生衰减。电磁波在煤岩体中传播时，其电场强度和磁场强度分别为：

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 e^{-bR} e^{i(\omega t-aR)}\\ \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{-bR} e^{i(\omega t-aR)}\end{aligned} \tag{6-6}$$

式中：

$$a = \omega\sqrt{\frac{\mu}{2}\left[\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} + \varepsilon\right]}$$
$$b = \omega\sqrt{\frac{\mu}{2}\left[\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} - \varepsilon\right]} \tag{6-7}$$

式中 $\vec{E}$—电场强度；

$\vec{H}$—磁场强度；

b—电磁波衰减系数；

a—相位常数；

μ—介质的磁导率；

σ—介质的电导率；

ω—电磁波的频率。

上式表示电磁波沿 R 方向按负指数规律衰减。

从能量的观点看，电磁波衰减是由于电磁波在煤岩体介质中传播时，介质中带电质点在电磁场作用下产生往复振动，质点间的相互碰撞作用使电磁场能量变为消耗性热能的结果，这样对电磁场能量的吸收，便造成电磁场强度随传播距离的增加而减小，因此衰减系数又称为吸收系数。

从式(6-7)可以看出，衰减系数 b 与介质常数 ε、μ、σ 和 ω 有关。随着介质电阻率的减小，或随着介质导电率的增大，衰减系数增大。这是由于随着介质电阻率的减小，二次感应电流增加的缘故；随着电磁场频率的增高，衰减系数将增大。从式中可以看出，吸收系数或衰减系数与电磁场频率的关系可近似地取直线关系。

电磁辐射在煤岩介质中的传播速度即相速为：

$$v_1 = \frac{\omega}{a} = 1\Big/\sqrt{\frac{\mu}{2}\left[\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} + \varepsilon\right]}$$
$$= c\Big/\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\varepsilon_r^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right)^2} + \varepsilon_r\right]} \tag{6-8}$$

式中 $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu} = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$，—光速；

ε_r—煤岩介质的相对介电常数。

从上式中可以看出，电磁辐射在煤岩体介质中的传播速度与介质的介电常数、导电率(或电阻率)和电磁辐射频率有关。介质的介电常数越大，电磁辐射传播速度越慢；介质的导电率越低(或电阻率越高)，传播速度越越快；电磁辐射信号的频率越高，电磁辐射传播的速度越大。在真空(或空气)介质中，$\sigma = 0, \varepsilon_r = 1, v_1 \approx c$。在理想的绝缘介质中，$\sigma = 0, v_1 = c/\sqrt{\varepsilon_r}$。在导电介质中，$\sigma \neq 0$，$v_1 < c/\sqrt{\varepsilon_r}$，所以在导电介质中电磁波传播速度要比在理想均匀绝缘介质中的要小。

如果定义煤岩体中电磁波的振幅减小 e(自然对数的底)倍的距离为有效传播距离 L，则有：

$$\begin{aligned} L = \frac{1}{b} &= 1/\sqrt{\frac{\mu\omega}{2}\left[\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} - \varepsilon\right]} \\ &= 1/\sqrt{\frac{\mu\varepsilon\omega^2}{2}\left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} - 1\right]} \end{aligned} \tag{6-9}$$

L 也称为趋肤深度(或穿透深度)。从式(6-9)可以看出。煤岩介质的电阻率越高(或电导率越低)，则电磁辐射传播的距离越大；电磁辐射的频率越高，传播的距离越短。

介质的绝对介电常数 $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$，真空中的介电常数 $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} F/m$。大多数造岩矿物的相对介电常数 ε_r 很小，且变化范围不大，几乎全部非金属矿物的 ε_r 值皆在 4～13 之间变化。

关于岩石、矿石的相对导磁率，除极少数铁磁性矿物外，基本上等于 1。认为是不随频率而变化的定值，即 $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H/m$。

可见，根据煤岩体材料的电磁常数 ε、σ(或电阻率 ρ)就可确定有效距离 L 与电磁波频率间的关系。对于现场煤岩体来说，当电磁场频率低于 1 *MHz* 时，$\sigma/\omega\varepsilon >> 1$。如果用频率 f 和电阻率 ρ 来

表示，则通过简化可得 f 和 ρ 的关系为：

$$L = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu f}} \qquad f = \frac{\rho}{\pi\mu L^2} \tag{6-10}$$

煤体的电阻率 ρ 一般在 $10^2 \sim 10^3 \Omega \cdot m$ 之间变化。当选择接收频率上限为 $500KHz$ 时，则预测范围（或趋肤深度）为 $7.12 \sim 22.5m$。

因为实际监测距离远小于电磁辐射的波长，因此属于近区监测。需要特别指出的是，不论近区或远区，都同时有感应场和辐射场存在，不过两者比较起来，在近区感应场很强，辐射场可忽略；在远区辐射场较强，感应场可忽略，因而近区主要表现出感应场的性质，远区主要表现出辐射场的性质。尽管在近区内辐射场比感应场弱，但仍比远区的辐射场大得多，否则就要得出离波源越远，辐射场越强的错误结论。实际上，辐射场由近及远随着距离的增加而逐渐衰减。

6.4 电磁辐射能量计算

煤岩体受载，破裂时向外释放电磁波，这也反映了煤岩受载破坏释放的能量。通过电磁辐射仪，可以测到煤岩体释放电磁辐射的强弱，并以电压的形成反映出来。

对电磁辐射仪来说，其能量分析是针对其输出信号进行的，瞬态信号的能量可定义为

$$W = \frac{1}{R}\int_0^\infty V^2(t)\,dt \tag{6-11}$$

式中 V(t)——随时向变化的电压

R——电压测量电信的输入阻抗

采用数学处理方法，则取离散形式

$$W = \frac{\Delta t}{R}\sum_{i=0}^{m} V_i^2 \tag{6-12}$$

式中 V_i——取样点的电压

△t——取样点的时间间隔

m——样点数。

6.5 现场测试结果

研究主要以某矿冲击矿压动力灾害危险最大的7204工作面为基础，兼顾9112工作面，并对另一煤矿2408冲击矿压工作面的电磁辐射进行了测定。

1）正常开采

在没有冲击危险、工作面和巷道处于正常情况下的观测结果见图6-8、6-9所示。从图中，可以看出，正常情况下，电磁辐射的幅值都比较小，脉冲数也较少，变化小。

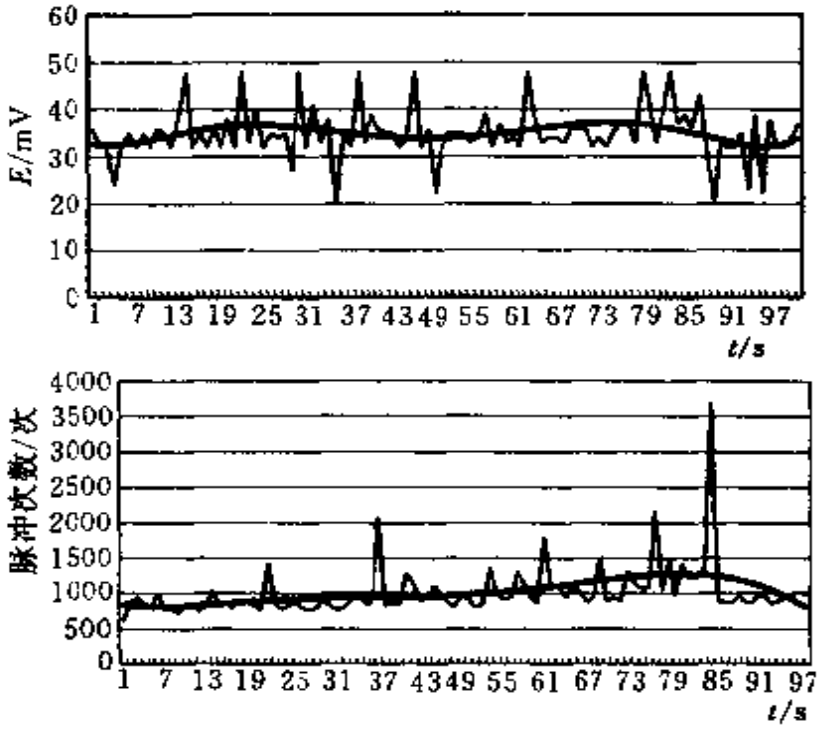


图6-8 9112工作面风巷观测结果之一

2）煤体内的电磁辐射

工作面前方煤体内不同位置处，测定的电磁辐射是不同的，由钻孔口向煤体深部，首先是电磁辐射越来越大，出现最大值后，

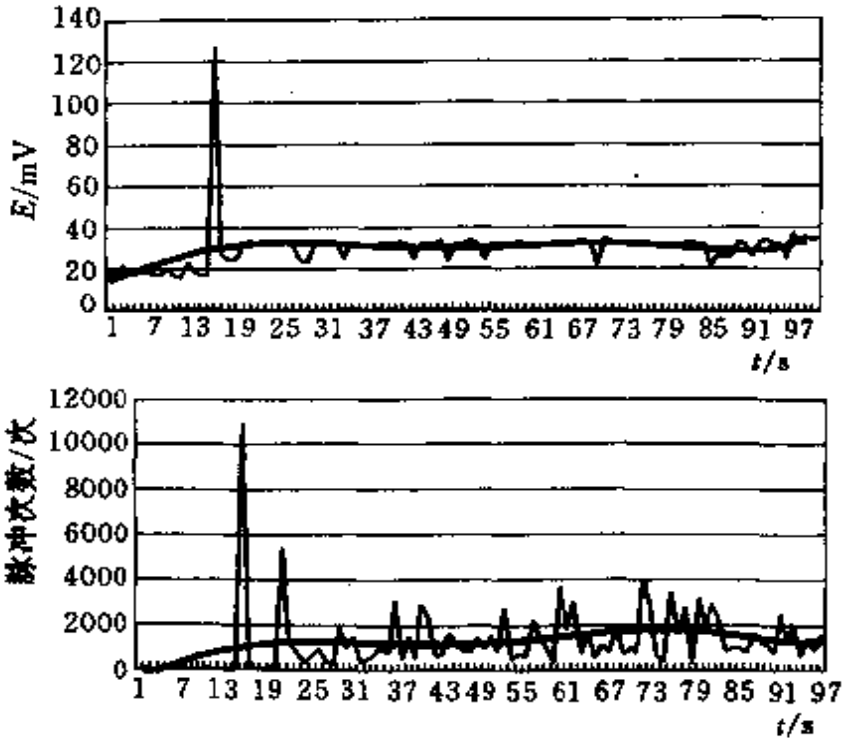


图 6-9 9112 工作面风巷观测结果之二

又逐渐降低，整体上呈现一个与应力变化相类似的曲线(见图 6-10 所示)。

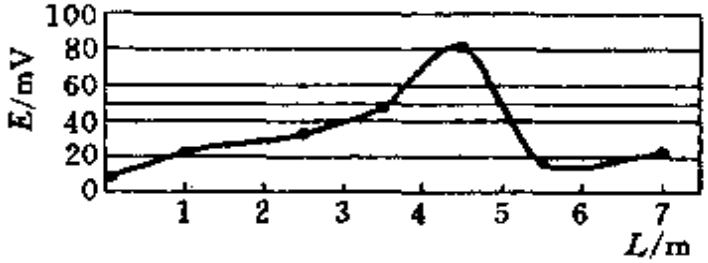


图 6-10 煤体内的电磁辐射变化规律

3) 工作面及周围巷道区域电磁辐射分布

在工作面不同区域，观测到电磁辐射值是不同的。压力大的区域，电磁辐射值就高；冲击矿压危险性高的区域，电磁辐射值高。图 6-11 是某矿 2408 工作面观测的电磁辐射值(图中，上面一条曲

线为最大值,下面一条曲线为平均值)。下平巷的冲击矿压危险性比上平巷的高。观测的电磁辐射值也是如此。

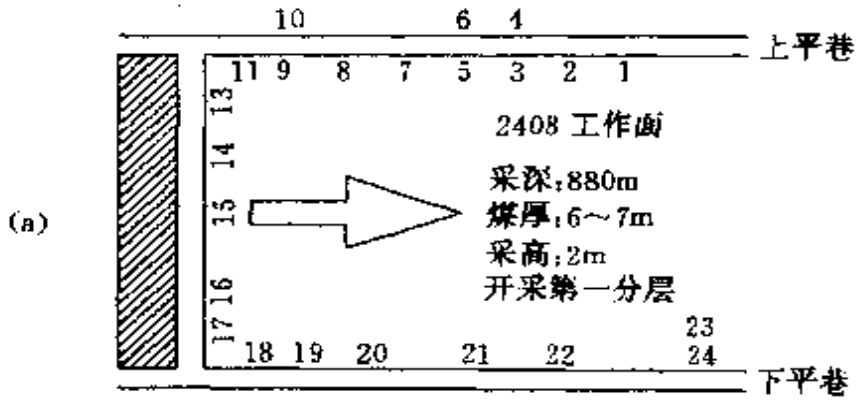


图 6-11a 某矿 2408 工作面及电磁辐射测点布置图

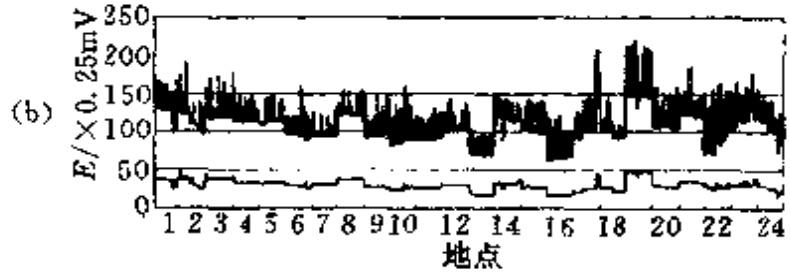


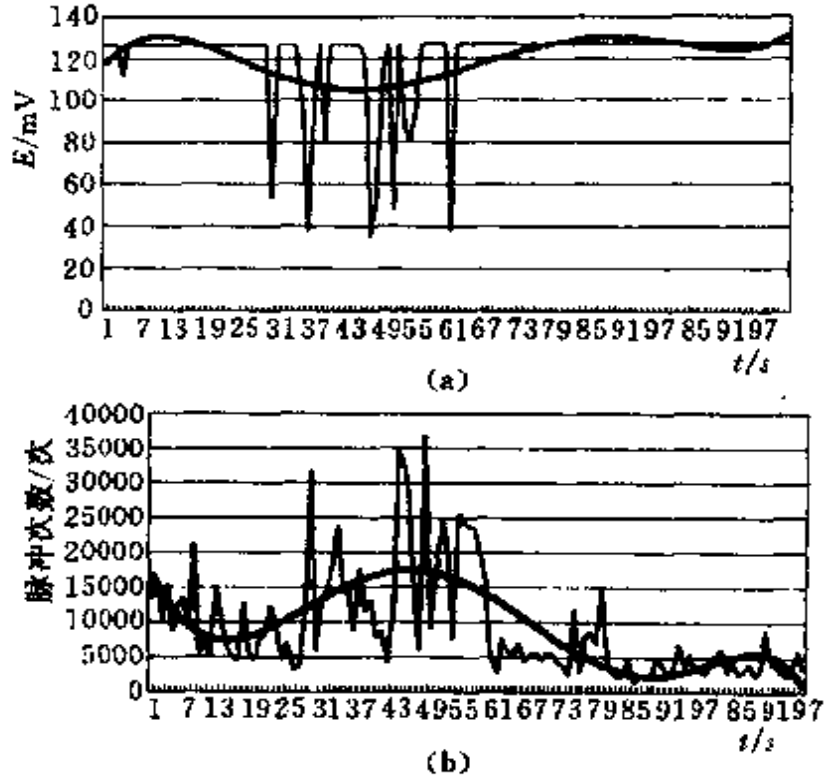
图 6-11b 某矿 2408 工作面及其周围巷道内的电磁辐射值

4) 压力高峰区的电磁辐射

在工作面前方煤壁内的压力高峰区,测定的电磁辐射值强度高,脉冲数变化大。说明煤层内的应力高,而且煤层处于不断变形和破坏之中。图 6-12 为 9112 工作面在距材料道 15m 处工作面煤壁内测定的电磁辐射强度和脉冲数在 2min 内的变化规律。从图中,可以看出,煤层中的应力处于不断变化之中。

5) 支承压力区的电磁辐射

在工作面前方支承压力高峰区,测定的电磁辐射值强度高,脉冲数变化大。同样说明了煤层内的应力高,而且煤层处于不断变形和破坏之中。图 6-13 为 9112 工作面前方 30m 处材料道内测定



a) 幅值　　b) 脉冲数

图 6-12　距材料道 15m 处工作面煤壁内的电磁辐射值

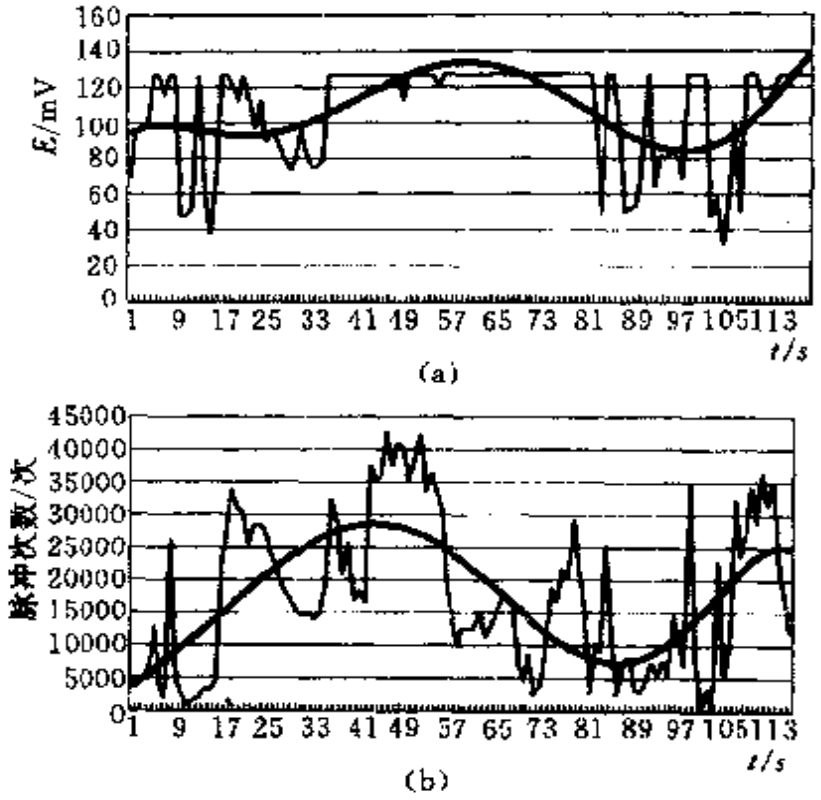
电磁辐射的结果。

6) 顶板运动规律与电磁辐射

电磁辐射的变化规律与顶板的运动规律相吻合。如在采面推进 42m、52m 和 62m 时，工作面周期来压。在来压期间，电磁辐射值同样增大，而且呈现与周期来压一致的周期性变化。图 6-14 为工作面在推进过程中，距采面 50～60m 风巷范围内，电磁辐射幅值的变化规律。这与工作面周期来压规律是一致的。另外，顺槽中在老顶断裂的位置，观测到的电磁辐射值也较强，如图 6-15 所示。

7) 顶板断裂破坏的电磁辐射

工作面煤层顶板的断裂破坏，观测到电磁辐射幅幅值的剧烈变化，反映了顶板内聚集的弹性能的释放过程。图 6-16 为 7204 工



a) 幅值　　b) 脉冲数

图 6-13　工作面前方 30m 处材料道内测定的电磁辐射值

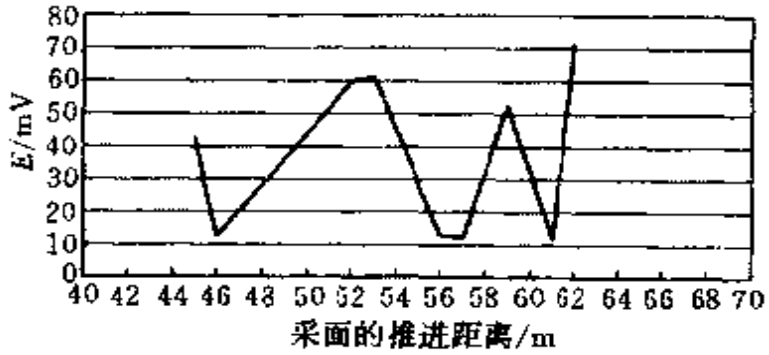


图 6-14　距采面 50～60m 风巷内电磁辐射

作面在推进 57m，顶板断裂破坏至中部时观测的电磁辐射变化。

图 6-17 为 7204 工作面顶板断裂破坏至中上部时观测的电磁辐射变化。而图 6-18 则为工作面中下部顶板垮落前 2 小时的电

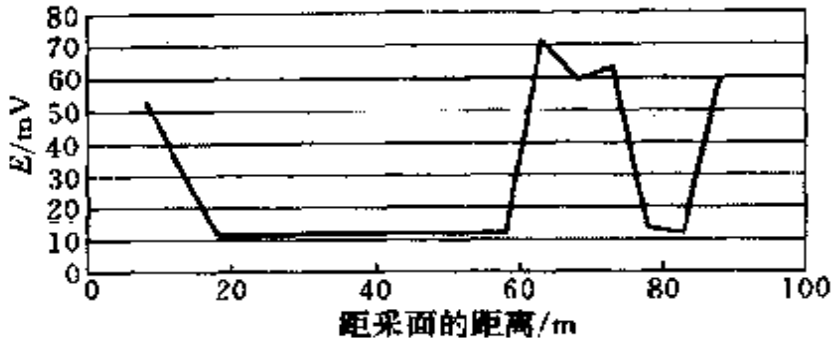


图 6-15 顺槽中老顶断裂处电磁辐射

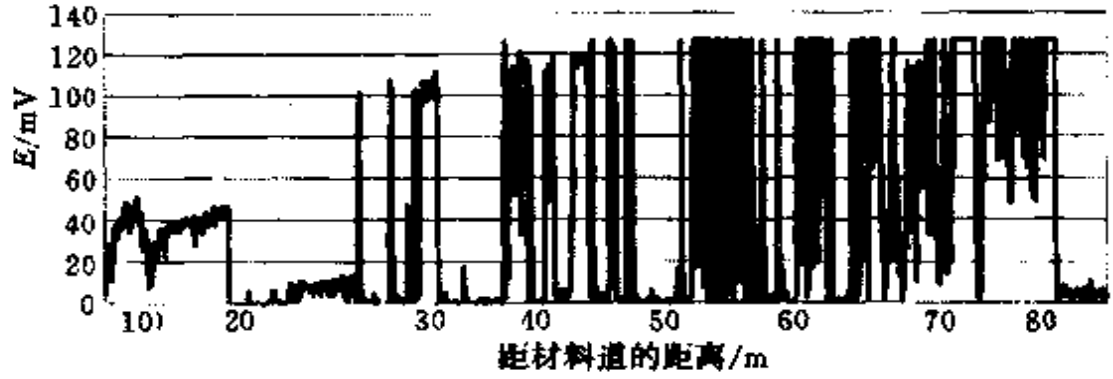


图 6-16 工作面中部顶板断裂破坏

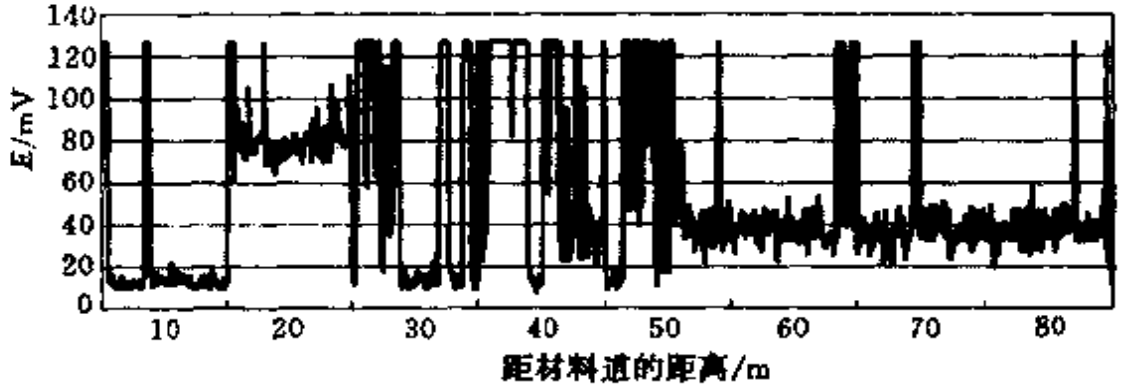


图 6-17 顶板断裂到中上部

磁辐射变化规律。测到的电磁辐射值非常低,反映了工作面中下部顶板已经断裂,顶板内的弹性能已完全释放。

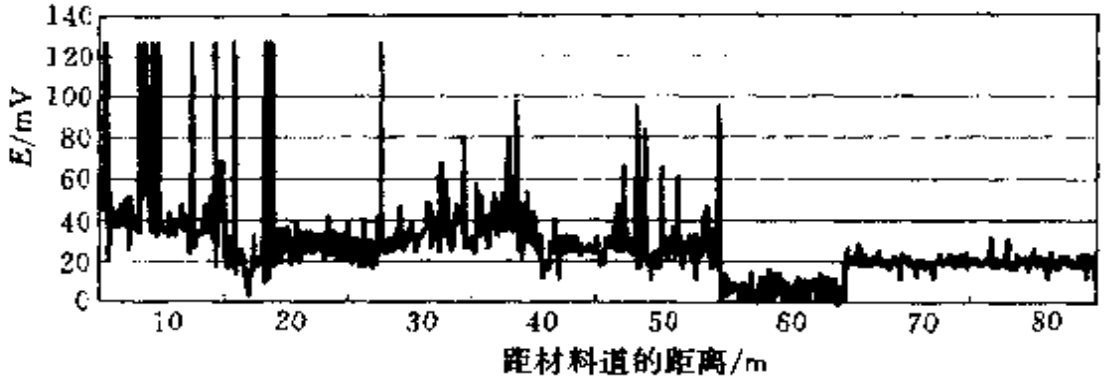


图 6-18　工作面中下部顶板垮落前 2 小时的电磁辐射

在工作面没有进行采煤放炮的区段、顶板没有垮落的区段，电磁辐射值非常高，而且其幅值变化较大。在进行了采煤放炮，顶板也已垮落的区域，则电磁辐射幅值很低，两者相差近 4 倍。图 6-19 为 7204 工作面各观测点的电磁辐射值，高峰处为工作面未进行落煤放炮的区域，而老塘顶板也从下部垮落到了该处。

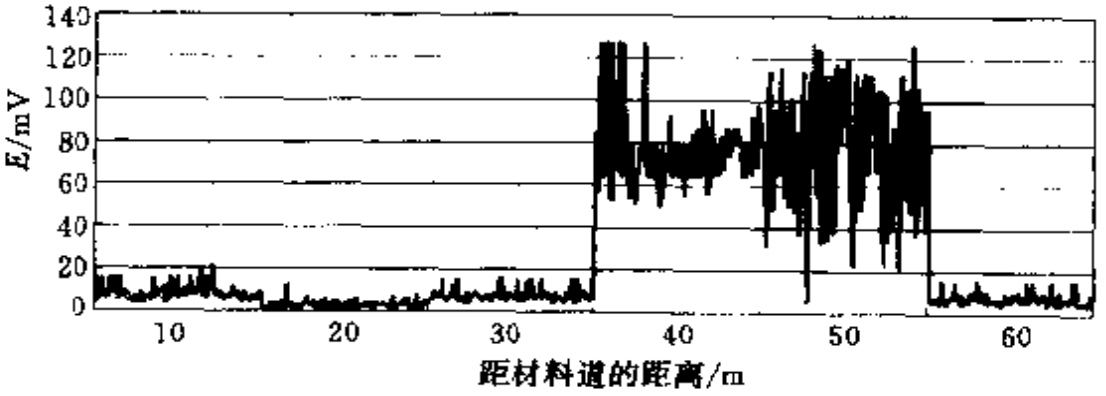


图 6-19　7204 工作面 11 月 25 日夜班各观测点的电磁辐射值

8）冲击危险区域的电磁辐射

在冲击危险性高和压力大的区域，观测到的电磁辐射值也很高。而且在冲击矿压危险性高的区域，电磁辐射的幅值变化不大，但整体水平高。例如，11 月 19 日中班，7204 工作面自材料道向下 60m 范围内的电磁辐射幅值高，表明两材料道间的煤柱压力大，冲击矿压危险性高（见图 6-20）。

在工作面没有进行采煤放炮的区段、顶板没有垮落、冲击矿压

危险性高的区段，电磁辐射值非常高，而且其幅值变化较大。在进行了采煤放炮，顶板也已垮落的区域，则电磁辐射幅值很低，两者相差近 4 倍。图 6-19 为 7204 工作面各观测点的电磁辐射值，高峰处为工作面未进行落煤放炮、冲击矿压危险性高的区域，而老塘顶板也从下部垮落到了该处。

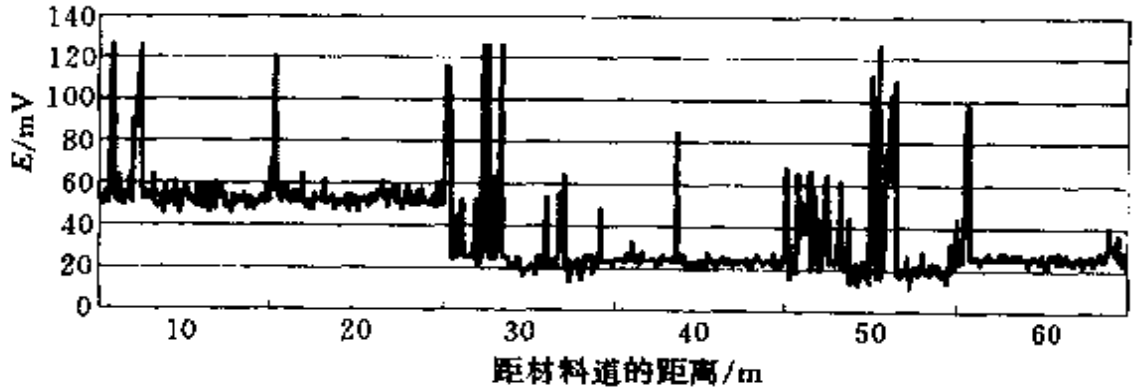


图 6-20 11 月 19 日工作面电磁辐射值变化规律

9）板炮与电磁辐射

7204 工作面为高冲击矿压危险工作面，在其生产过程中，煤层内的板炮非常频繁。在采用电磁辐射法观测过程中，记录了大量板炮形成的电磁辐射规律。如果在两分钟的测量记录中，出现一两个突然增高的幅值，而其余的幅值比较平缓，工作面又没有其他影响，则说明煤层内发生了释放能量的板炮。图 6-21 为通过电磁辐射仪观测，记录的工作面煤层内板炮的发生及其规律。

10）卸压爆破前后的电磁辐射

在工作面有冲击矿压危险区域内进行卸压爆破前后，电磁辐射值有明显的变化。根据这个规律，可用电磁辐射方法检测卸压爆破的效果。卸压爆破前后，煤体内钻屑量的变化规律，同样证实了这一点。两者观测结果一致。图 6-22 为卸压爆破前后钻孔钻屑量的变化，图 6-23，6-24 则为同一地点卸压爆破前后电磁辐射的变化情况。

图 6-25 为 7204 工作面上部随工作面推进，其电磁辐射值的变化规律。从图上可以明显地看出绝大部分冲击危险区域在卸压爆

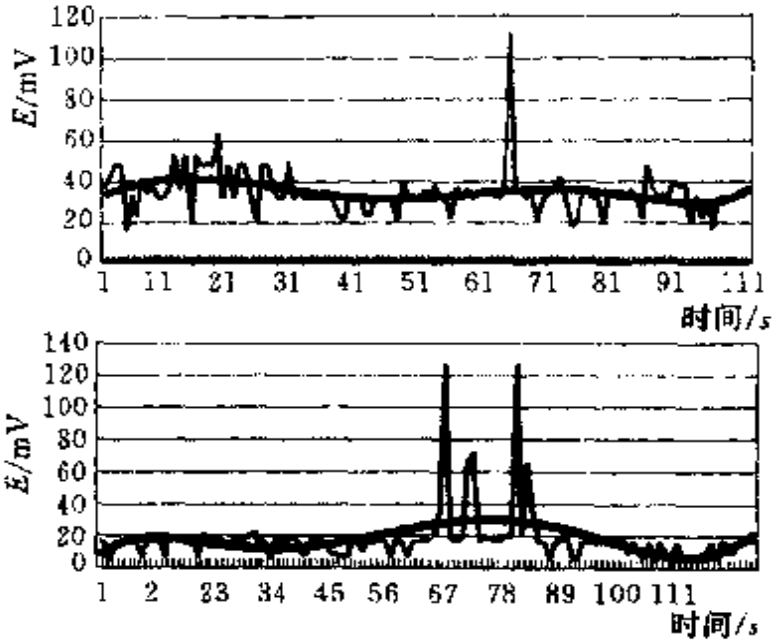
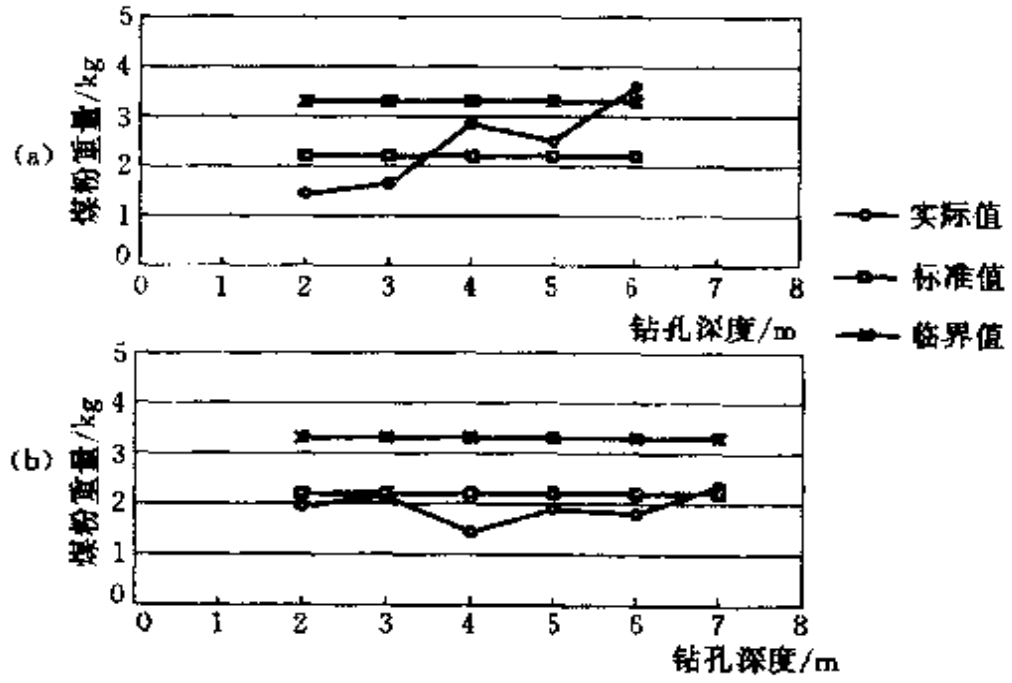


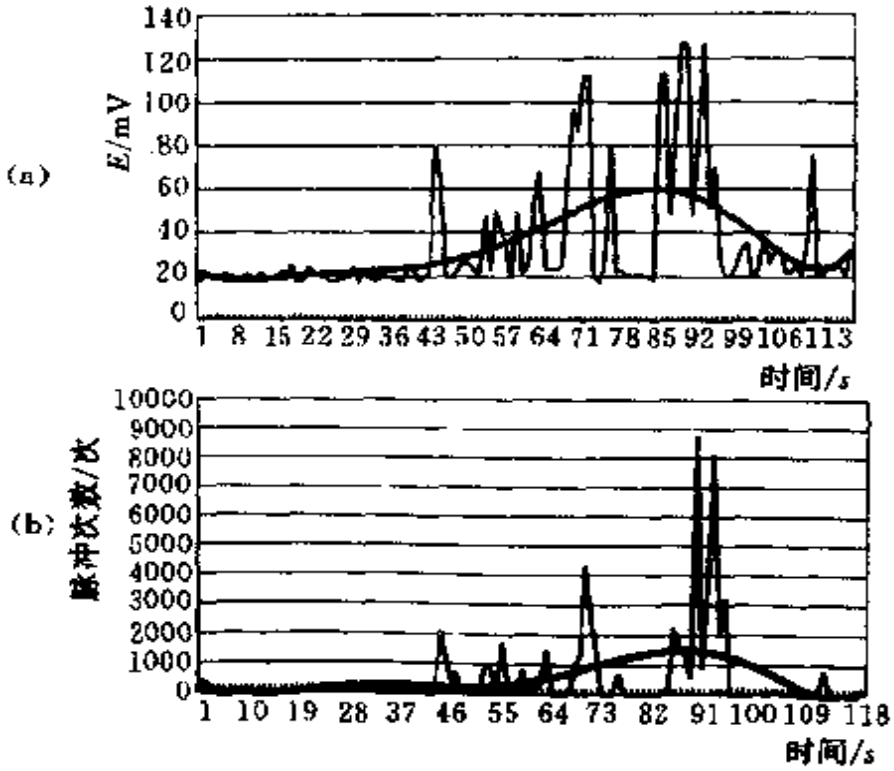
图 6-21　11 月 11 日中班测到的工作面上下部两次板炮



a) 卸压爆破前　　b) 卸压爆破后

图 6-22　卸压爆破前后钻屑量的变化规律

破后，电磁辐射值有了明显的下降，如 11 月 12～18 日，有的效果还非常好，特别是 11 月 18 日电磁辐射值下降的非常多。但有的效果也不理想，例如 11 月 13 日卸压爆破后，电磁辐射值没有明显



a) 电磁辐射幅值　　b) 电磁辐射脉冲数

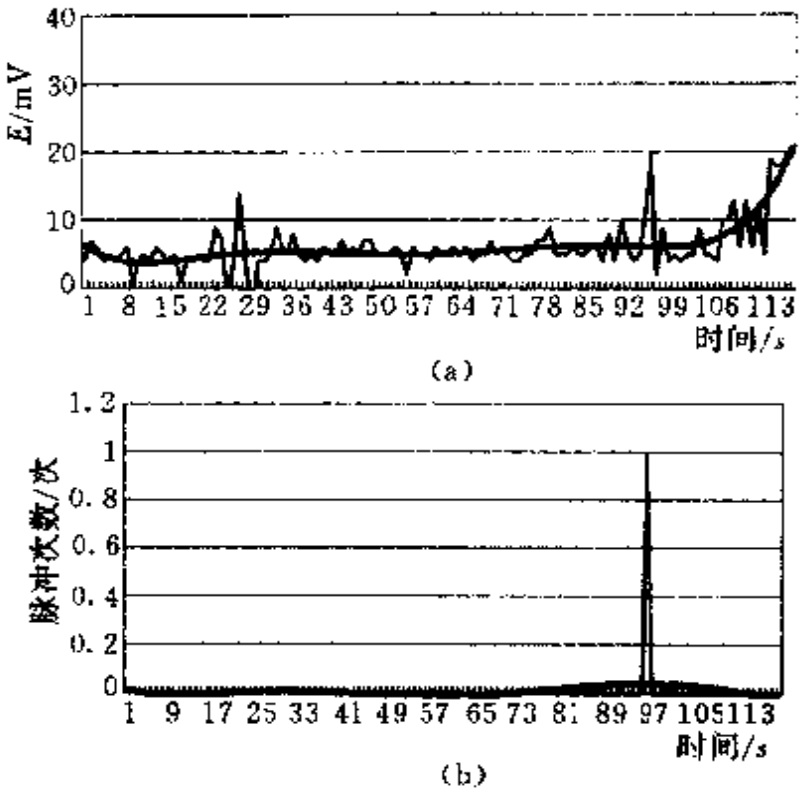
图 6-23　卸压爆破前电磁辐射值的变化规律

变化。

11) 冲击矿压与电磁辐射

测试表明,在冲击矿压发生前,电磁辐射的幅值有较大幅度的增长。例如,在9112工作面上头距风巷120m处,在测量过后不到半分钟,曾发生过一次煤炮(小型冲击),其强度大约为70~80dB。在发生煤炮以前,电磁辐射仪测到了脉冲数和幅值的连续增长,反映了煤岩破坏发展、发生的过程,如图6-26所示。

在7204工作面开采期间,多次诱发了冲击矿压,同时也发生了两次较大规模的冲击矿压,其冲击地点和范围为材料道从工作面向外13m开始的13m长,工作面从材料道往下11m开始的22m长的煤壁。从诱发和发生的冲击矿压前后电磁辐射变化情况看,有这样的规律,即冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射值较高,之后有一段时间相对较低,但这段时间内,其电磁辐射值均达到、接近或超过临界值,之后发生冲击矿压。这说明了能量的聚



a) 电磁辐射幅值　　b) 电磁辐射脉冲数

图 6-24　卸压爆破后电磁辐射值的变化规律

集与释放的过程。图 6-27,6-28 为冲击矿压发生前后工作面煤壁和降低材料道处的电磁辐射强度的变化规律,其中图 6-27b,6-28b 表示电磁辐射能量的变化规律。

图 6-29 为 7204 工作面 12 月 16 日诱发冲击矿压前后电磁辐射的变化规律。从这一点可以看出同样的规律,即冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射连续增长或先增长,然后下降,之后又呈增长趋势。

6.6　煤岩变形破坏与电磁辐射耦合规律

从以上观测的规律可知,采用电磁辐射法对冲击矿压的危险性评价及预测预报是可行有效的,从观测到的结果就可以确定冲击矿压发生的区域和地点,这就对我们采取相应的有针对性的防治措施提供了科学依据。

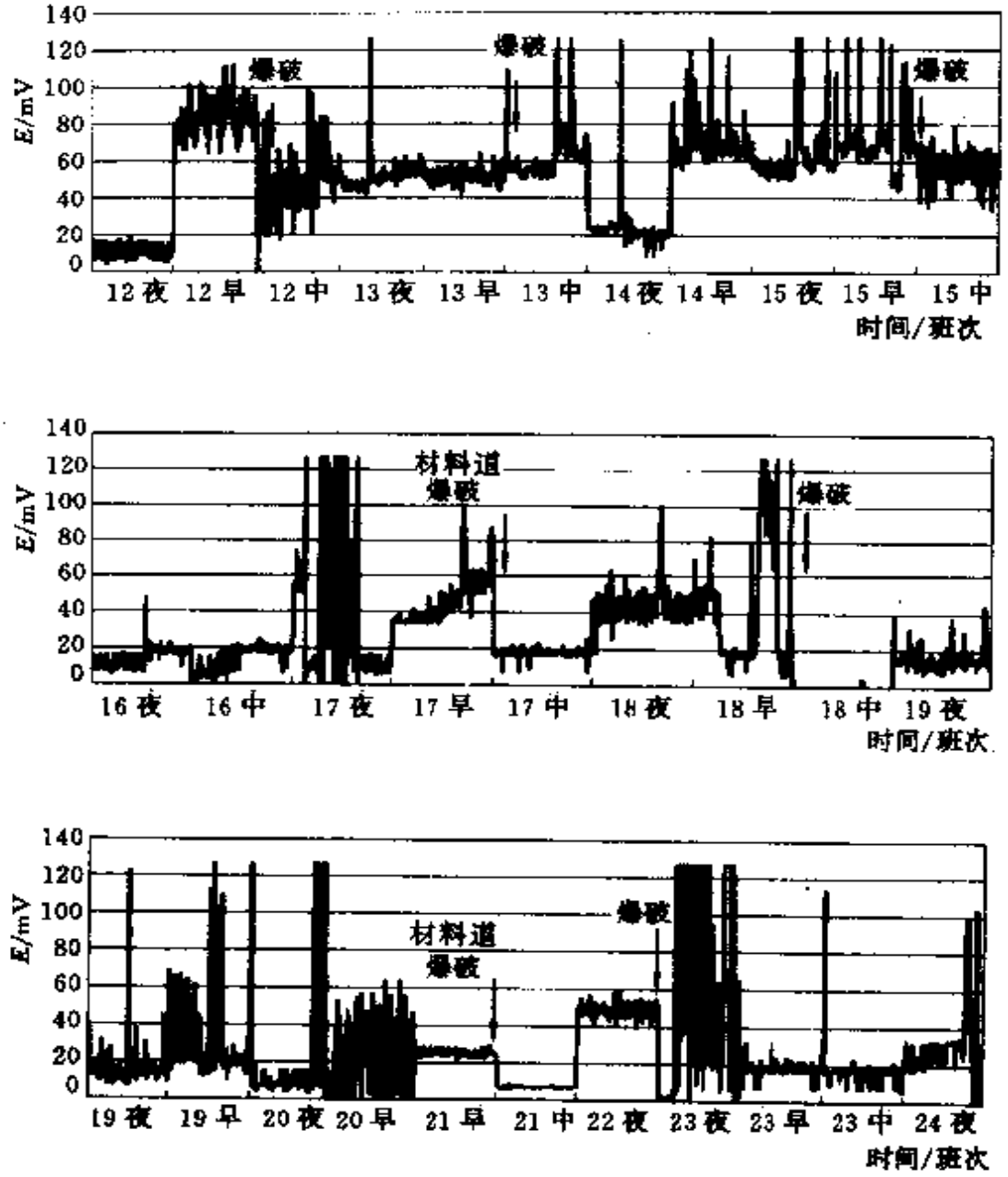


图 6-25 推进过程中工作面中上部电磁辐射值变化规律

煤岩电磁辐射是煤岩体受载变形破裂过程中向外辐射电磁能量的一种现象，与煤岩体的变形破裂过程密切相关。电磁辐射信息综合反映了冲击矿压、煤与瓦斯突出等煤岩灾害动力现象的主要影响因素，电磁辐射强度主要反映了煤岩体的受载程度及变形破裂强度，脉冲数主要反映了煤岩体变形及微破裂的频次。

从上述强冲击矿压危险工作面电磁辐射观测结果分析，可以

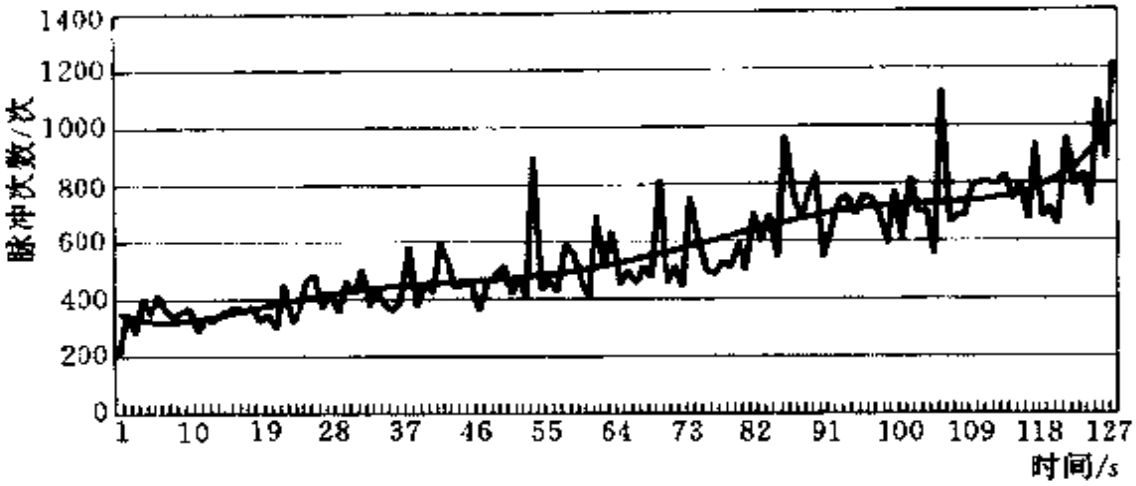


图 6-26　煤炮发生前电磁辐射脉冲数的变化趋势

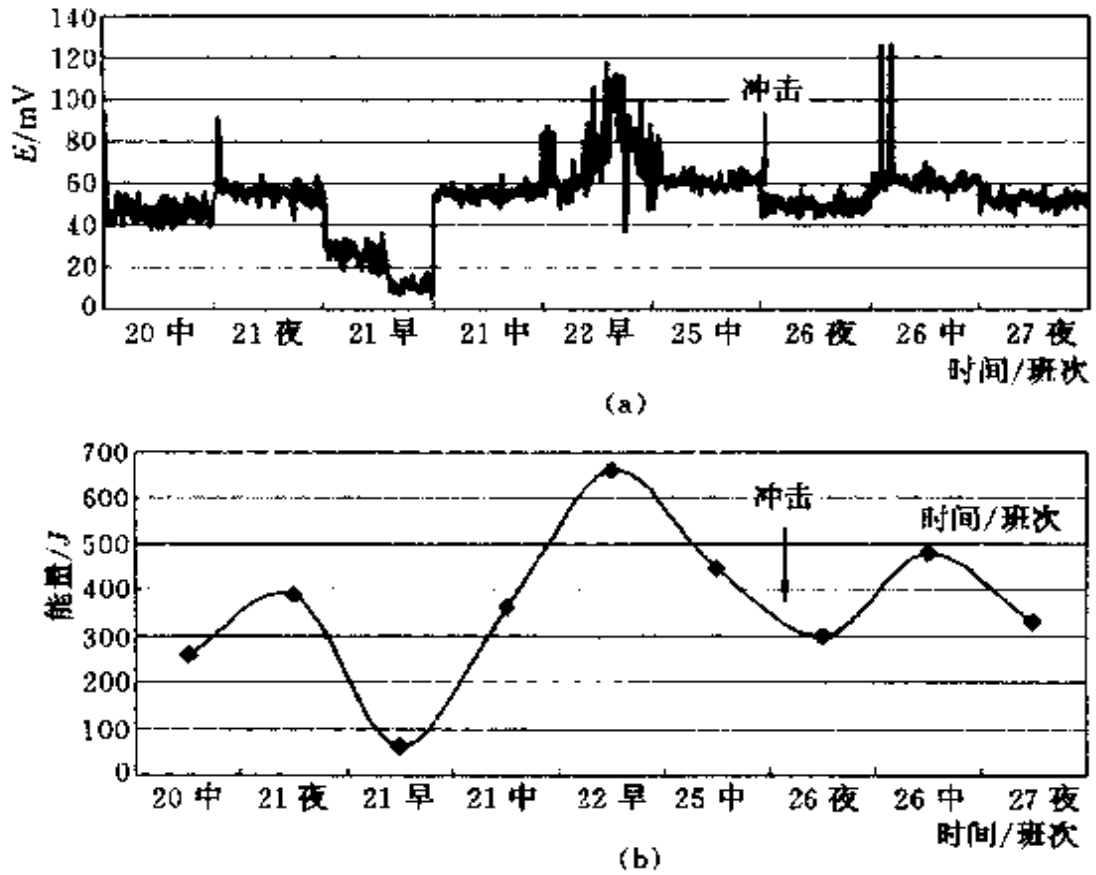


图 6-27　冲击前后工作面电磁辐射的变化

得出：

1）煤岩体所受应力与电磁辐射之间存在耦合关系。煤岩体

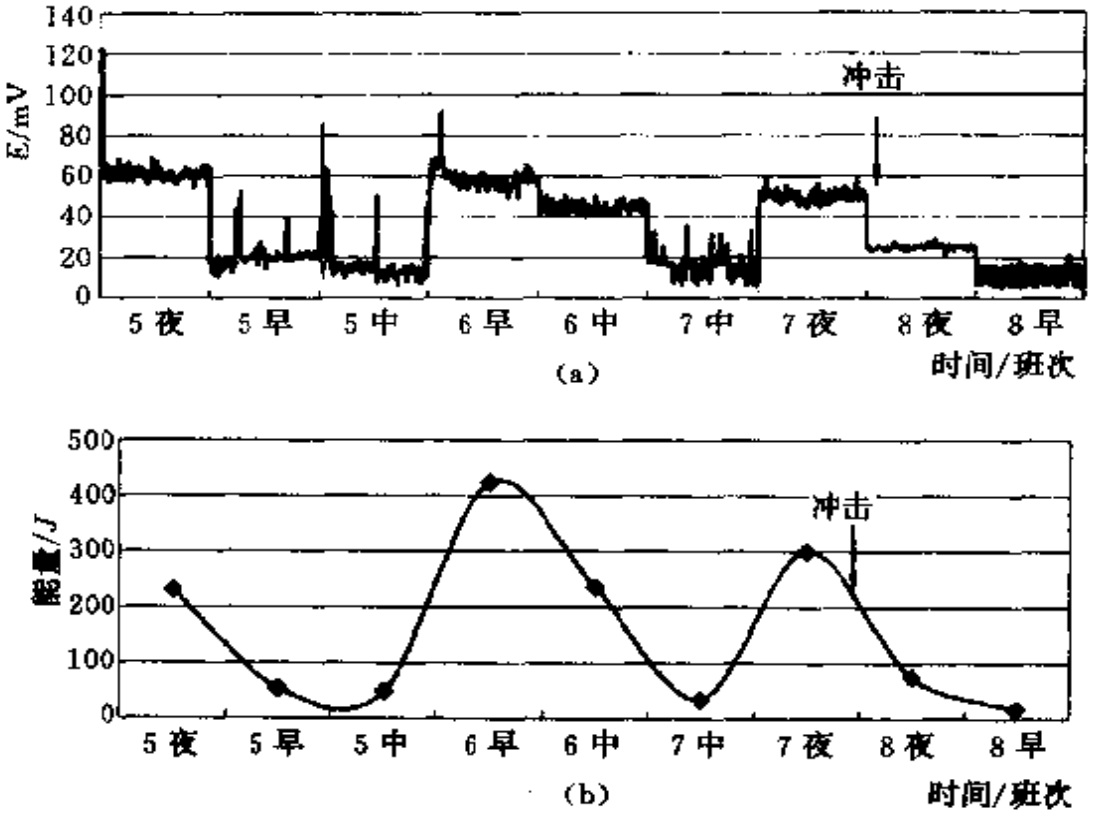


图 6-28 冲击前后巷道电磁辐射的变化

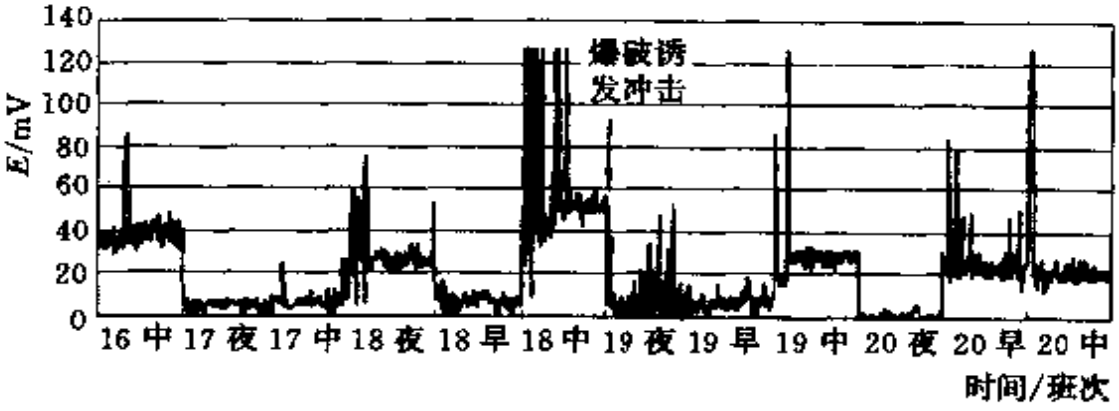


图 6-29 诱发冲击矿压前后电磁辐射变化规律

所受的应力越高,电磁辐射强度就越大,特别是在工作面及巷道的支承压力影响区,电磁辐射的幅值明显高于非支承压力影响区。

2) 电磁辐射可反映煤岩体的破坏程度。在煤岩体破坏剧烈的区域,即微裂隙形成和发展速率大的地方,不仅电磁辐射的脉冲数非常高,而且变化非常大。这也说明了煤岩体的加速破坏。

3) 煤岩体的冲击破坏与电磁辐射有关。在煤岩体发生冲击破坏前,电磁辐射的幅值突然增大,脉冲数也非常高,变化非常大。

4) 电磁辐射可测煤炮的发生。其特征是,发生煤炮时,电磁辐射的幅值突然有一高峰,脉冲数也是。而不象支承压力区,在电磁辐射所测时间段内,幅值都高。

5) 电磁辐射可反映工作面的来压规律。顶板断裂,老顶来压的信息是通过煤层反映到电磁辐射仪的。工作面顶板断裂,老顶来压的电磁辐射值变化有其自身的规律。在电磁辐射所测时间段内,若顶板处于断裂发展状态,则其幅值变化很大,由低到高,呈强烈的振荡状态。在巷道中顶板来压、断裂的区域,电磁辐射值明显高于其他区域。

6) 电磁辐射可预测预报冲击矿压危险。从诱发和发生的冲击矿压前后电磁辐射变化情况看,有这样的规律,即冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射值较高,之后有一段时间相对较低,但这段时间内,其电磁辐射值均达到、接近或超过临界值,之后发生冲击矿压。也就是说,冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射连续增长或先增长,然后下降,之后又呈增长趋势。

7) 电磁辐射可检验卸压爆破的效果。即在卸压爆破前,若所测的电磁辐射幅值高,说明煤岩体所受的应力高,其中聚积有大量的弹性能。如果卸压爆破后,电磁辐射值有了明显的下降,说明应力有了降低,能量得到了释放;如果卸压爆破后电磁辐射值没有明显的变化,甚至有所上升,则说明煤岩体中的弹性能没有得到释放,而且应力更加集中,更容易发生冲击矿压。

6.7 冲击矿压动力危险预测

6.7.1 测点的布置

因为采场周围的应力分布是不均匀的。有的地点,应力集中程度小一些,而有些地点,应力集中程度就高一些。观测点的布置原则是既要监测工作面的区域,又要监测两巷。而应力集中程度

高的区域，则是重点防治区域，对于重点区域，要多布置一些测点。故测线间距可定为 10m，如图 6-30 所示。这样可覆盖全部危险区域。

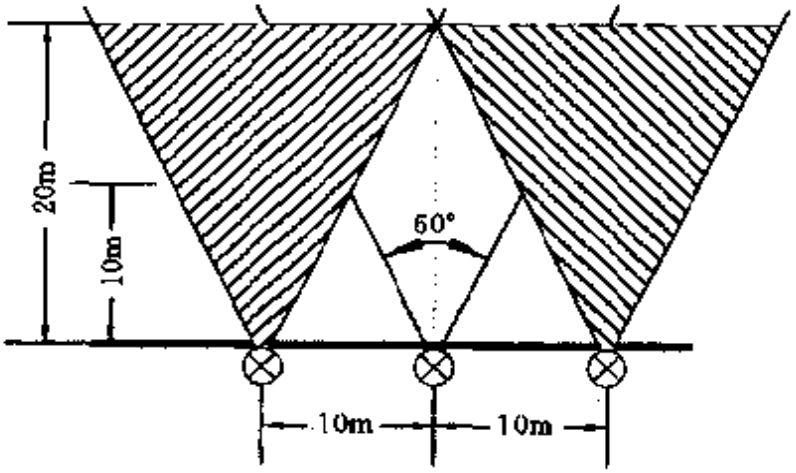


图 6-30 电磁辐射探头布置示意图

6.7.2 冲击矿压危险状态确定

1）危险性等级的划分

根据冲击矿压发生的原因，冲击矿压的预测预报、危险性评价及冲击矿压的治理，通过统计、模糊数学等的分析研究，可以对冲击矿压的危险程度按冲击矿压危险状态等级评定的电磁辐射法定量化的分为五级，见表 6-1。下面作一具体说明并附有关对策：

A. 无冲击危险。冲击矿压危险状态等级评定综合指数

$W_t < 0.25$。

所有的采矿工作可按作业规程规定的进行。

B. 弱冲击危险。冲击矿压危险状态等级评定综合指数

$W_t = 0.25 \sim 0.5$

（1）所有的采矿工作可按作业规程规定的进行。

（2）采矿作业中加强冲击矿压危险状态的观察。

C. 中等冲击危险。冲击矿压危险状态等级评定综合指数

$W_t = 0.5 \sim 0.75$。

下一步的采矿工作应与该危险状态下的冲击矿压防治措施一

起进行，而且至少通过预测预报确定冲击矿压危险程度不再上升。

D. 强冲击危险。冲击矿压危险状态等级评定综合指数

$W_t = 0.75 \sim 0.95$。

(1) 应当停止采矿作业，不必要的人员撤离危险地点。

(2) 矿主管领导确定限制冲击矿压危险的方法及措施，以及冲击矿压防治措施的控制检查方法，确定冲击矿压防治措施的人员。

E. 不安全。冲击矿压危险状态等级评定综合指数

$W_t > 0.95$。

冲击矿压的防治措施应根据专家的意见进行，应采取特殊条件下的综合措施及方法。

采取措施后，通过专家鉴定，方可进行下一步的作业。如果冲击矿压的危险程度在没有降低的情况下，停止进行进一步的采矿作业，该区域禁止人员通行。

表 6-1　　电磁辐射法确定冲击矿压危险状态的分级表

冲击矿压危险等级	井巷中冲击矿压危险状态	冲击矿压危险指数
A	无冲击危险	<0.25
B	弱冲击危险	0.25~0.5
C	中等冲击危险	0.5~0.75
D	强冲击危险	0.75~0.95
E	不安全	>0.95

2) 危险性等级的确定

由第三章可知，煤岩变形破坏的 $\varepsilon(t)$、$w(t)$ 与电磁辐射的幅值、脉冲数或声发射的事件数成正比，则采用电磁辐射方法确定煤岩破坏的危险性同样可采用式(2 - 128d)的方式，其中 N_l 为临界值，N^0 为初始值。

$$0 \leqslant Z_n(t) = \frac{N(t) - N^0}{N_t - N^0} \leqslant 1 \qquad \text{当 } N(t) \geqslant N^0 \quad (6\text{-}13)$$

3) 幅值确定冲击危险程度

根据实验室研究及现场研究测定、理论分析,我们可知:

① 煤试样在发生冲击性破坏以前,电磁辐射强度一般在某个值以下,而在冲击破坏时,电磁辐射强度突然增加。

② 冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射值较高,之后有一段时间相对较低,但这段时间内,其电磁辐射值均达到、接近或超过临界值,之后发生冲击矿压。也就是说,冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射连续增长或先增长,然后下降,之后又呈增长趋势。

③ 煤岩体的损伤速度与电磁辐射脉冲数、声发射事件数成正比,与瞬间释放的能量、变形速度成正比。

根据上述规律,可采用电磁辐射的幅值确定冲击矿压的危险程度:

$$\begin{cases} \mu_{E1}(E_1) = 0 & E_1 < a \\ \mu_{E1}(E_1) = \dfrac{E_1 - a}{b - a} & a \leqslant E_1 < b \\ \mu_{E1}(E_1) = 1 & E_1 \geqslant b \end{cases} \qquad (6\text{-}14)$$

式中:E_1 为 $2min$ 之内的平均幅值。a,b 为系数。对于 7204 工作面来说,其电磁辐射幅值的临界值为 $60mV$,则系数 a = 0, b = 120。

4) 脉冲数确定冲击危险程度

同样,根据实验室研究及现场研究测定、理论分析,我们可知:

① 煤岩体电磁辐射的脉冲数随着载荷的增大及变形破裂过程的增强而增大。载荷越大,加载速率越大,煤体的变形破裂越强烈,电磁辐射信号也越强。

② 在冲击矿压发生以前,电磁辐射仪测到了脉冲数和其幅值的连续增长,反映了煤岩破坏发展、发生的过程。其规律是冲击矿压发生前的一段时间,电磁辐射连续增长或先增长,然后下降,之后又呈增长趋势。

③ 煤岩体的损伤速度与电磁辐射脉冲数、声发射事件数成正比，与瞬间释放的能量、变形速度成正比。

根据上述规律，可采用电磁辐射的脉冲数确定的危险性：

$$\begin{cases} \mu_{E2}(E_2) = 0 & E_2 < c \\ \mu_{E2}(E_2) = \dfrac{E_2 - c}{d - c} & c \leqslant E_2 < d \\ \mu_{E2}(E_2) = 1 & E_2 \geqslant d \end{cases} \tag{6-15}$$

式中：E_2 为 2*min* 之内的每间隔 10*second* 中脉冲数的增量最大值，c，d 为常数。对于 7204 工作面来说，c = 0，d = 4。

$$E_2 = \bigvee_i \left\{ \frac{f_{i+1} - f_i}{f_i} \right\} \tag{6-16}$$

式中：f_i 为初始的脉冲数，f_{i+1} 为 10*second* 后的脉冲数。

因此，电磁辐射法确定的冲击矿压危险性为

$$\mu_E = \bigvee_i \{\mu_{Ei}(E_i)\} \tag{6-17}$$

7 振　动

7.1 概述

采矿振动法主要用来解决开采方面的技术问题和地质问题的。30年代，振动法首次用来研究开采层的连续性及揭露其构造的非均匀性。其测量参数为地震波的传播速度，其后用它们来确定矿压参数，特别是用来确定巷道周围的应力应变状态。

由于测量仪器的限制，该方法直到60～70年代才有了较大的发展。目前在采矿中使用该方法的国家有德国、英国、俄罗斯、捷克、美国、波兰、中国等。而波兰主要用来提前确定工作面或巷道前方的应力应变状态以及煤层的连续性问题。例如，认识应力集中区的参数，特别是冲击地压危险区域；评价冲击地压危险措施方法的效果；确定煤层的冲击倾向性。

采用振动法的特点是振动研究的非破坏性，从较大范围的岩体内直接获得信息。与其他方法相比，获取信息成本低、振动方法技术含量高、在岩体原有或开采引发的应力变化时，观测的振动参数信息量准确。

7.2 采矿振动的物理基础

采矿振动法主要集中在研究与采矿作业引起的矿山动力现象、确定岩体的物理力学参数、提前认识矿床构造特点等问题。

1）矿山地质动力问题

在采用振动技术来评价因开采引发的采矿动力危险（冲击矿压，煤和瓦斯突出），其基本原理是冲击矿压等采矿动力危险是岩

体中的应力状态形成的，与岩体的物理力学特性有关；而岩体中的应力分布状态与岩体的物理力学参数的大小与振动参数的分布有关。振动测量的基本参数是不同类型地震波的传播速度；阻尼系数的影响下，振幅和能量的变化。

上述振动参数，特别是地震波的传播速度与岩体中应力应变状态有很大的关系。另外，岩体中重要的矿山压力参数为裂隙率。如果说，岩体的破坏过程伴随着裂隙区域的变化，对应着振动波长参数的变化及范围的变化，那么该区域就可以通过测量波速来辨别。

振动波速与岩体结构之间的关系可用岩体破坏过程发展的扩展模型来描述。多轴受压时，变形（线性变形，特别是体积变形）和应力的增加，与振动波速的变化有很好的相关性。

总的来说，根据地震波传播速度的变化可以很好地确定岩石结构破坏过程及发展的各个阶段。例如，弹性阶段的高应力，对应着较大的振动异常——表明了采面接近较大的震动与冲击矿压的危险。岩石破坏的最后阶段将可能发生高能量的震动甚至冲击矿压。

一般异常区域的范围从几到几十米，这样要求波长几米，所用的频率频谱为几十到 2000Hz。

2）岩体的物理力学参数

对于矿山压力问题来说，主要是根据地震波不同类型波的传播速度来确定岩体的物理力学特性。其基础是在一定的区域内，地震波的传播与岩体的结构、物理力学参数有关。对于均质、各向同性体，其关系为：

对于纵波

$$v_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \tag{7-1}$$

对于横波

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{7-2}$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \tag{7-3}$$

$$\mu = G = \frac{E}{3(1+\nu)} \tag{7-4}$$

而体积压缩模量则为

$$k = \frac{E}{3(1-2\nu)} \tag{7-5}$$

式中λ——lame 常数

μ——横向弹模

ρ——介质密度

上述采用振动法确定的动态参数，与实验室岩块实验的静态很大差异。

下面是根据纵波波速 v_P 和横波波速 v_S 值确定的几个岩体的物理力学参数关系式：

① 线弹性模量

$$E = \frac{\rho v_S^2(3v_P^2 - 4v_S^2)}{2(v_P^2 - v_S^2)} \qquad 0 < \nu < 0.5 \tag{7-6}$$

② 泊松系数

$$\nu = \frac{v_P^2 - 2v_s^2}{2(v_P^2 - v_S^2)} \tag{7-7}$$

③ 横向弹模

$$\mu = \rho v_S^2 \tag{7-8}$$

④ 体积压缩模量

$$k = \rho\left(v_P^2 - \frac{4}{3}v_S^2\right) \tag{7-9}$$

⑤ lame 常数

$$\lambda = \rho(v_P^2 - 2v_S^2) \tag{7-10}$$

3）地质构造问题

矿井中存在许多地质构造问题需要解决，例如，对断层、侵蚀、煤层厚度变化的确定和定位等，这些问题不仅复杂，而且解很不唯一。

实际解决这些问题的物理基础是基于如下两种现象：

① 地震波在煤层中传播的通道性；

② 传播速度的异常和上述区域内，能量或振幅阻尼系数的变化。

一般情况下，煤层是低速波的岩层，而顶底板岩层是高速波岩层。地震波能量具有通道性，在低速波岩层(煤)的传播有一定特征。在这种情况下，震源发出的地震波能量的大多数在低速岩层内部的两个边界(顶底板)形成反射和折射，并且干涉形成通道波，该波以平面两维的形式(平面波)传播，而且平行于上述界面。因此，当煤层的连续性出现问题时，这些波的传播通道将出现非正常波图，或者通道波的振幅减小，甚至全部消失，这取决于煤层构造破坏的程度。如果波在传播过程中受到了阻碍(例如冲刷边界)将形成反射通道波。依此来解决许多地质构造问题。

7.3 振动测量方法及原理

根据采矿地质条件及研究目的，采矿振动方法有以下几种测量方式：

① 采矿巷道中的振动剖面法；

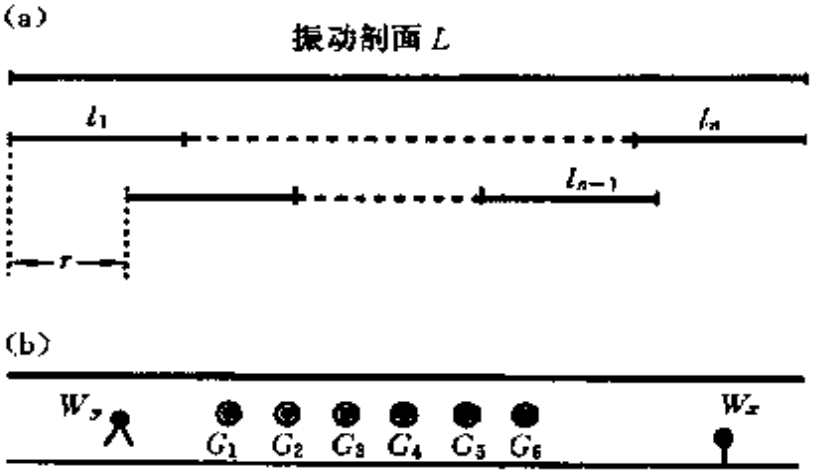
② 巷道之间的振动透视法；

③ 钻孔中的振动剖面法；

④ 钻孔之间的振动透视法。

1) 巷道中的振动剖面法

巷道中的振动剖面法主要是测量巷道沿剖面线的振动参数(主要是速度)。测量时，在剖面线上安装地震波的激发点和接收点，以便激发地震波和接收地震波。这通常称之为纵向剖面，如图7－1所示。



a－地震剖面几何布置，b－激发点与接收点示意图
L－振动剖面长度，$l_1 \cdots l_n$－测量单位长度，
r－剖面步距，W－激发点，G－接收点

图 7-1 巷道振动剖面示意图

长 L 的地震剖面由几或十几个基本测量单位长度 l 构成，每一段完成所有的测量过程，即激发，接收和记录。结束了本次测量循环后，将其位移 γ，称为剖面步距，在保持几何不变的情况下进行下一次测量。

2）巷道间的振动透视法

采矿巷道中的剖面法技术只获得沿剖面线的一维振动剖面分布，而且只考虑测量段的地质采矿条件。为了消除这些缺陷，采用振动透视法，它可以测量煤层平面，通常由两条平行的巷道切割的部分。其中之一为激发，第二个为接收，如图 7-2 所示。

3）钻孔中的振动剖面法

钻孔中的振动剖面技术与巷道中的振动剖面技术类似，只是将巷道用钻孔代替了。但由于钻孔尺寸有限，故测量比较困难。因此，这种方法主要用来解决特殊的问题，例如，采用地球物理法确定煤层的冲击倾向性，以及采用简单的方法不能实现的问题，如为消除邻近煤层的停采线对研究区域的影响等。其布置如图 7-3 所示。

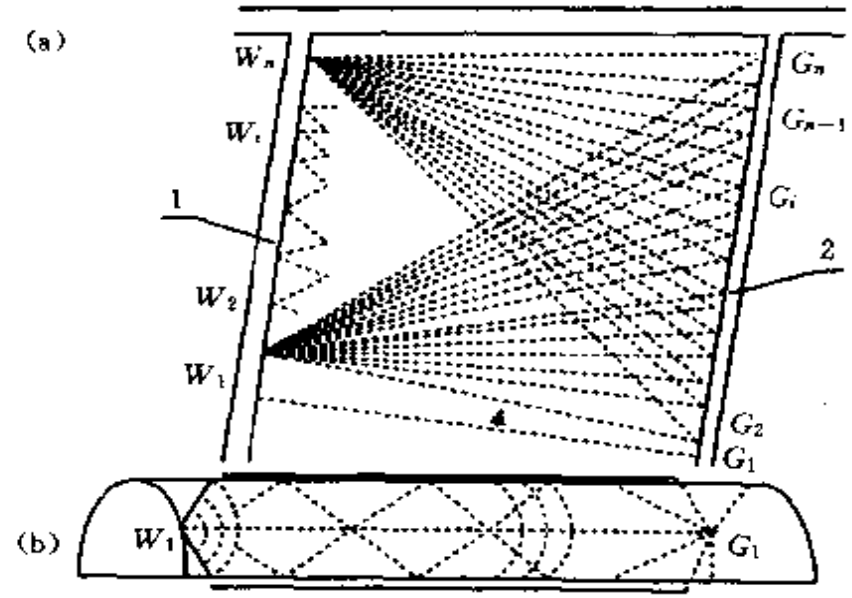


图 7-2　巷道间的地震透视法示意图

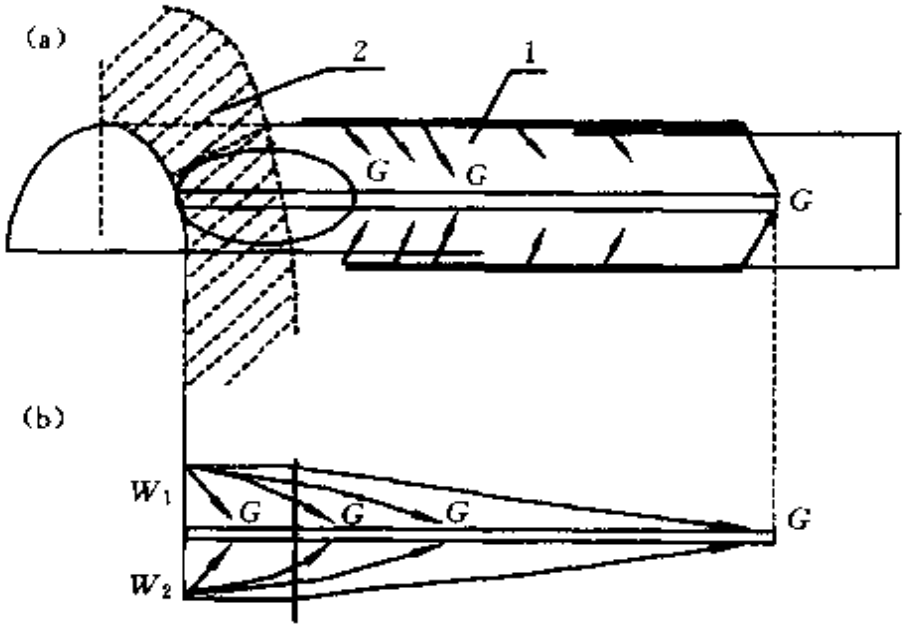


图 7-3　钻孔中的振动剖面法布置示意图

测量时，钻孔中布置接收探头，并按一定的距离移动探头。每次测量时，在钻孔进行激发，记录弹性波在钻孔中传播的特征。

4）钻孔之间的振动透视法

这种方法是用来测试两个或多个钻孔之间岩体的应力应变变化规律。常用的是相互平行的两个钻孔，其中一个安设激发点，另

一个安设接收探头。钻孔之间的间距一般为 10～20m，在激发能量较高的情况下，钻孔之间的距离可达 50m，如图 7-4 所示。

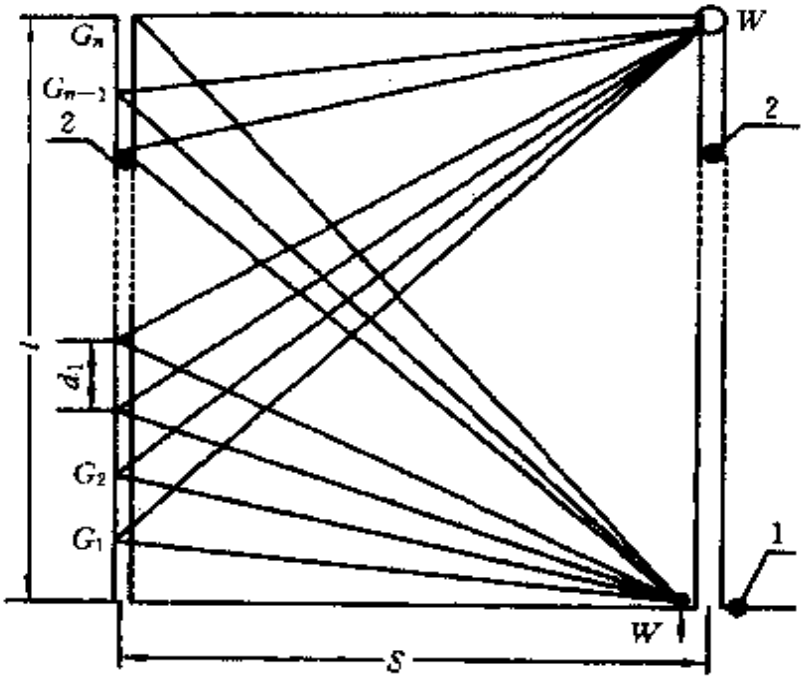


图 7-4　钻孔之间的振动透视法示意图

7.4　冲击矿压动力危险预报

1）测量方法选择的原则

振动测量方法的选择主要是根据具体的采矿地质条件和所要解决的问题而定。通过多年的研究和生产实际中使用的效果，对于不同的问题，可选用较优化的振动方法，如表 7-1 所示。

2）冲击矿压危险预测的标准

振动方法主要测量地震波在介质中的传播速度及其振幅的阻尼系数等参数。这些参数的分布特点是岩体结构特征及开采引起的岩层移动结果，可以采用不同的表现方式，如按点确定（如钻孔剖面法）；沿剖面线的一维速度分布曲线；传播速度值；二维速度等值线或振幅阻尼系数等值线确定岩体平面透视；速度差值或分布图。

表 7-1　　解决问题所用的振动方法

问题种类	振动方法
确定停采边界及相临煤层的残留区范围内应力异常情况	巷道剖面法、巷道透视法
确定与开采工作面有关的应力异常参数	巷道剖面法、巷道透视法、钻孔剖面法
确定与煤巷有关的应力异常参数	钻孔剖面法、钻孔透视法
确定与煤层采空区边界有关的应力异常参数	巷道剖面法、巷道透视法
确定与断层区域有关的应力异常参数	巷道剖面法、钻孔剖面法、巷道透视法
顶板冲击地压危险区域的定位与参数确定	巷道透视法、巷道剖面法、钻孔透视法
确定开采卸压层的卸压参数	巷道剖面法、巷道透视法
放炮震动卸压参数的确定	钻孔透视法、巷道透视法、钻孔剖面法
确定煤层注水区域的参数	巷道透视法、钻孔透视法、钻孔剖面法
确定煤层的冲击倾向及评价岩层的物理力学参数	钻孔剖面法、巷道剖面法、巷道透视法

解决不同的任务，采用不同的方法，其标准也是不同的。但主要是根据测量振动参数异常变化分布规律。最常用的是某钟类型的波振动速度的分布，其常用参数如下：

① 振动正异常

$$A_n = \frac{\upsilon_P^{\max} - \upsilon_P^0}{\upsilon_P^0} \cdot 100\% \tag{7-11}$$

② 振动负异常

$$A_{od} = \frac{\upsilon_P^{\min} - \upsilon_P^0}{\upsilon_P^0} \cdot 100\% \tag{7-12}$$

③ 振动差异常

$$A_r = \frac{\upsilon_P^{(2)} - \upsilon_P^{(1)}}{\upsilon_P^{(1)}} \cdot 100\% \tag{7-13}$$

式中　v_p^0——基础速度值；

v_p^{max}——速度最大值；

v_p^{min}——速度最小值；

$v_p^{(2)}$——第二测量循环值；

$v_p^{(1)}$——第一测量循环值。

上述异常类型可以是纵波 – P 波，也可以是横波 – S 波。

(1) 煤层内应力状态的确定

冲击矿压预测预报的基础是确定煤层中的应力状态和应力集中程度。在应力高，集中程度大的区域，将出现地震波纵波波速的正异常，依此可进行冲击矿压的预测预报工作。表 7-2 为 GZM 条件下在采深 500～900m 时，波速的异常变化与应力集中程度之间的关系。

表 7-2　　波速异常变化与应力集中程度关系表

应力集中程度	应力集中特征	震动异常 A_n，%	应力集中概率 $\Delta p/p_0^1$，%
0	无	<5	<20
1	弱	5～15	20～60
2	中等	15～25	60～140
3	强	>25	>140

(2) 顶板震动危险的确定

当坚硬厚层顶板断裂后产生滑移、或由于弱面的原因而产生滑移，将很容易引起顶板冲击矿压。在这种非均质岩体周围，以及周围煤层中，地震波波速将显著降低。波速的异常与顶板岩层结构弱化程度成正比，而与其距离成反比，其波速异常变化程度见表 7-3 所示。

表中，参数 GR 为波速变化的梯度，由下式确定

$$GR = \frac{v_0 - v_{min}}{v_0 w} \cdot 100\% \tag{7-14}$$

式中　v_0——异常区域以外的波速值；

v_{min}——异常区域内的波速最小值；

u——测量点距异常区域的平均最小距离。

表 7-3　　波速异常变化与顶板震动之间的关系表

危险程度	危险特征	*GR* 参数值，%/*m*	
		煤层中的纵波 *P*	顶板中的纵波 *P*
0	无	<0.25	<0.2
1	弱	0.25~0.5	0.2~0.4
2	中等	0.5~1.0	0.4~0.8
3	强	>1.0	>0.8

(3) 开采卸压效果的确定

我们知道，通过开采煤层的卸压层，可以破坏顶底板岩层的结构，使顶底板岩层产生裂隙，达到防治冲击矿压的目的。而岩体裂隙的多少与地震波波速有一定的函数关系，根据这个原理，可以采用振动法评价开采卸压层的卸压效果。表 7-4 为 GZM 条件下在采深 500~900m 时，波速的异常变化与开采卸压效果之间的关系。

表 7-4　　波速的异常变化与开采卸压效果之间的关系

卸压程度	卸压效果特征	震动异常 A_{ad}，%	应力降低概率 $\Delta p/p_0'$，%
0	无	0~(-7.5)	<25
1	弱	(-7.5)~(-15.0)	25~55
2	中等	(-15.0)~(-25.0)	55~80
3	强	>(-25.0)	>80

(4) 卸压爆破有效性的确定

卸压爆破的作用与开采解放层进行卸压的作用相类似。卸压爆破产生的震动，使煤层产生裂隙，弱化煤岩体的结构，这样，就使得地震波的波速降低，振幅的阻尼增加。依此，可以采用振动法评价卸压爆破的卸压效果。表 7-5 为 GZM 条件下在采深 500~900m 时，波速的异常变化与卸压爆破效果之间的关系。

表 7-5　　波速的异常变化与卸压爆破效果之间的关系

卸压程度	卸压效果特征	P 波震动异常 A_v,%
0	无	$<(-10.0)$
1	弱	$(-10.0)\sim(-25.0)$
2	中等	$(-25.0)\sim(-35.0)$
3	强	$>(-35.0)$

(5) 煤层注水效果的确定

试验及现场应用表明,增加煤的湿度,将会降低煤层聚积弹性能的能力,煤的冲击倾向性将会降低。在煤层中注水,不仅会增加煤层的湿度,也会使微裂隙增加。这样,将会改变煤层中不同方向地震波的波速,特别是纵波的波速。

注水前后,地震波波速的异常变化可用下式表示:

对于纵波

$$v_P^*/v_P=\sqrt{\frac{(1-\nu^*)(1+\nu)K^*}{(1+\nu^*)(1-\nu)K}} \tag{7-15}$$

对于横波

$$v_s^*/v_s=\sqrt{\frac{(1-2\nu^*)(1+\nu)K^*}{(1+\nu^*)(1-2\nu)K}} \tag{7-16}$$

式中　v_p,v_s——纵横波的波速;

ν——泊松比;

K——体积压缩模量;

$*$——注水后,测量的次数。

上述两种波速的异常现象仅与煤体的泊松比有关,即在小裂隙的煤层中注水后湿度增加,$F(\nu)$与泊松比的变化成比例。

$$F(v)=\frac{(v_P^*/v_P)}{(v_S^*/v_s)}=\sqrt{\frac{(1-2\nu)(1-\nu^*)}{(1-2\nu^*)(1-\nu)}} \tag{7-17}$$

而注水后,裂隙的变化,可用地震横波的变化来表示,即

$$G(\varepsilon) = \frac{v_s^*}{v_s} \tag{7-18}$$

式中 ε——裂隙的密度。

分析上述 $F(\nu)$和 $G(\varepsilon)$两者之间的关系，就可以评价煤增注水的效果，见图 7-5 和表 7-6 所示。

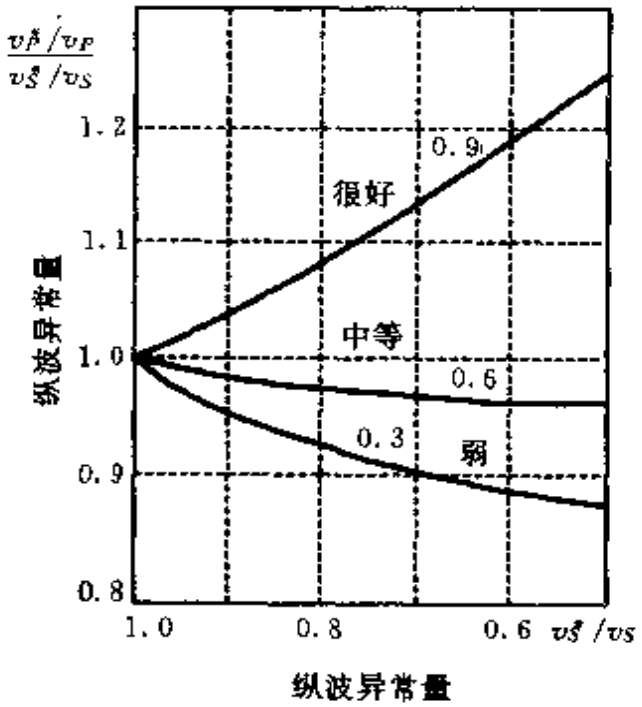


图 7-5 煤层注水效果与纵横波异常之间的关系

表 7-6 煤层注水效果评价表

有效程度	注水效果特征	参数值(根据图 7-60)
0	无	<0.3
1	弱	0.3~0.6
2	中等	0.6~0.9
3	强	>0.9

(6) 煤岩体冲击倾向性的确定

由于煤岩体的变形模量、泊松比与地震波波速有关，因此，可用其确定煤岩体的冲击倾向性。其关系式如下：

$$G_d = \rho v_s^2 \tag{7-19}$$

$$\nu_d = \frac{1 - 2k^2}{2(1 - k^2)} \tag{7-20}$$

式中　G_d——动态变形模量；

ν_d——动态泊松比。

$$k = \frac{v_P}{v_S}$$

对于煤层来说，其冲击倾向性的确定见图 7-6 所示，其中Ⅰ为无冲击倾向性，Ⅱ为弱冲击倾向性，Ⅲ为强冲击倾向性。

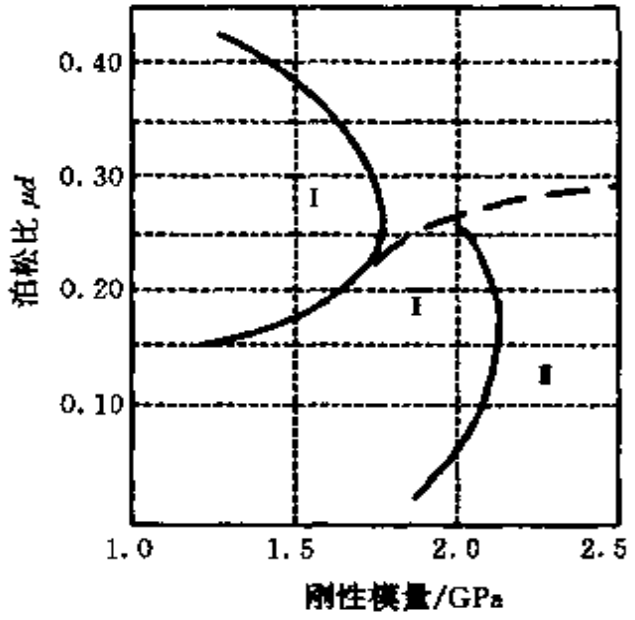


图 7-6　根据变形模量与泊松比确定的煤层冲击倾向性

对于岩层来说，可以地震波的波速来表示冲击倾向性，即

无冲击倾向性　　$v_p < 2500$m/s；

弱冲击倾向性　　< 2500 $v_p < 3500$m/s；

中等冲击倾向性　　< 3500 $v_p < 4500$m/s；

强冲击倾向性　　$v_p > 4500$m/s。

8 微重力

重力法是一种地球物理方法。它是根据地层中岩石介质质量分布的不均匀性来测量重力的异常变化。重力的变化取决于地层的尺寸、形式、埋藏深度以及该地层与周围岩层之间的密度差异。

测量仪器和测量方法的发展，促进了重力法广泛应用。测量仪器的高精密度($2\times10^{-9}m\cdot s^{-2}$)可使其广泛用于小结构，岩相变化的测量以及由于采矿引起的密度分布变化。

目前，采矿重力法主要应用于开采引起的岩体体积变化；地层震动的预测；小范围内煤层构造的变化；局部空洞的定位等。

8.1 物理基础

根据牛顿定律，物体之间的引力是密度、大小、形状及距离的函数：

$$dF = \frac{Gdm}{r^2} \tag{8-1}$$

式中 dF – 单元的引力

G——引力常数 $G=6.67\times10^{-11}\ N\cdot m^2/kg^2$

dm——单元质量

r——单元距测量点的距离

由于岩石介质密度分布的不均匀性，可以测量重力的变化。重力(法向)与地理宽度的变化可用下式表示

$$\gamma_0 = \gamma_a(1+\beta\sin2\varphi-\beta_1\sin2\varphi) \tag{8-2}$$

式中 γ_0——法向重力值

γ_a——考虑相对平面的法向重力值

β、β_1——系数

φ——地理宽度

8.2 井下测量重力的递减法

为了同一平面观测到的重力进行相互比较，采用 Bouger 递减法，如图 8-1 所示。假设巷道的观测点处于所取平面的最低高度。

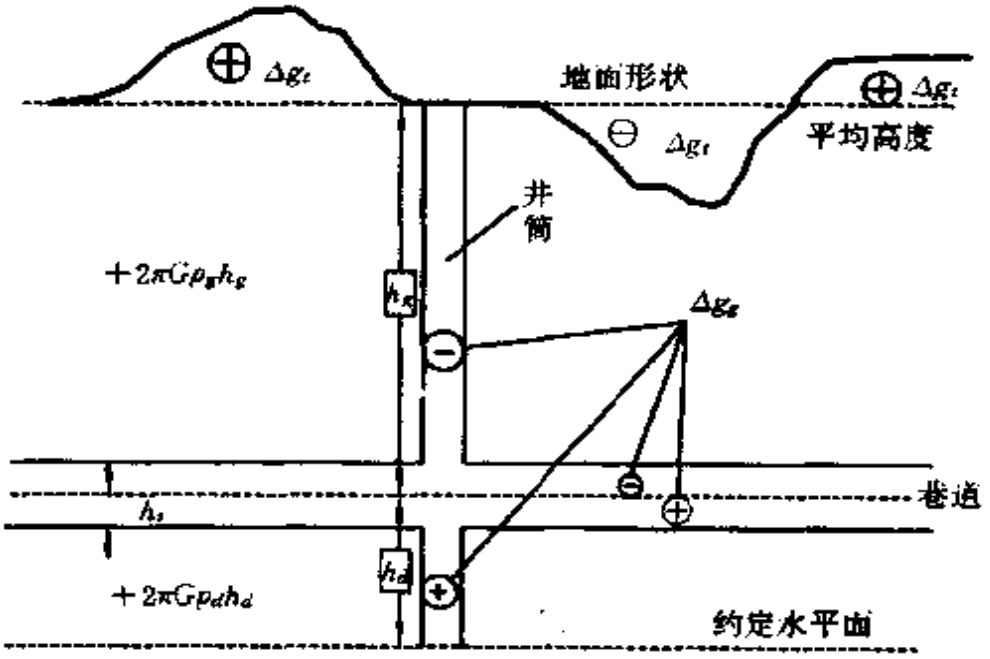


图 8-1 测量重力变化示意图

$$\begin{aligned}\Delta g_{BB} &= \frac{2g_0}{R}(h_d + h_s) - 2\pi G\rho h_d + 2\pi G\rho h_g + \Delta g_t + \Delta g_g \\ &= 0.3086(h_d + h_s) + 0.04187(\rho_g h_g - \rho_d h_d) + \Delta g_t + \Delta g_g\end{aligned} \tag{8-3}$$

式中 g_0——地球表面的平均重力值；

R——地球的平均半径(6370m)；

G——引力常数；

h_d——测量点距约定水平的高度；

h_s——测量仪器的高度，精确到 0.01m；

h_g——从地表平均高度起距测量点的深度；

ρ_g，ρ_d——岩层 h_g 和 h_d 的平均密度；

$\triangle g_t$——地表重力修正值；

$\triangle g_g$——井下井巷中观测点的重力修正值。

在重力差法的测量中，地表的重力修正值 $\triangle g_t$ 是个常数，而实际岩石的平均密度值为 $2.6\times10^3 kg/m^2$，因此，所测点的 Bouger 递减的微重力异常为：

$$\triangle g = \triangle g_0 + \triangle g_{BB} - \gamma_0 \tag{8-4}$$

重力微异常为差的异常，计算第 i 次测量与第一次测量之差（$\triangle g_i - \triangle g_1$）或相邻二次之差（$\triangle g_i - \triangle g_{i-1}$）或第 i 次与所选的某次之差（$\triangle g_i - \triangle g_k$），式中 $1 < k \leqslant i$。

8.3 测量方法与观测仪器

重力法进行测量时，重力仪布置在在危险区域附近，测量巷道的倾角不大于 10°，测量巷道最好在观测区域的上部和/或下部，最好是石门穿过 2 个以上的煤层。测量点的间距一般为 10～50m，测点的高度精确到 0.01m。

测量仪器有美国公司 Worden，LaCwta－Romberg 和加拿大公司 Scintex 生产的重力仪。重力仪主要测量重力值的变化，其灵敏度很高（10^{-7}到 10^{-8}重力值）。其原理如图 8-2 所示，这种情况下，重力的微小变化，将使产生较大的倾斜度。

8.4 多水平重力剖面

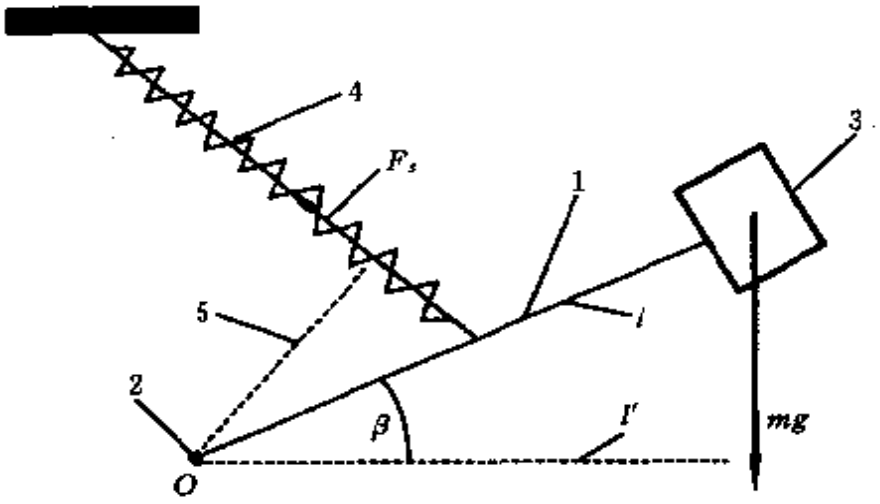
对于地层中的上下两层岩层，由于其密度不同，而且在各分层边界面不平的情况下，则在该边界的上下形成重力异常，如图 8-3 所示。

实际中，对于两水平来说，可用重力异常来：

1）揭露测量水平之间的地质情况；

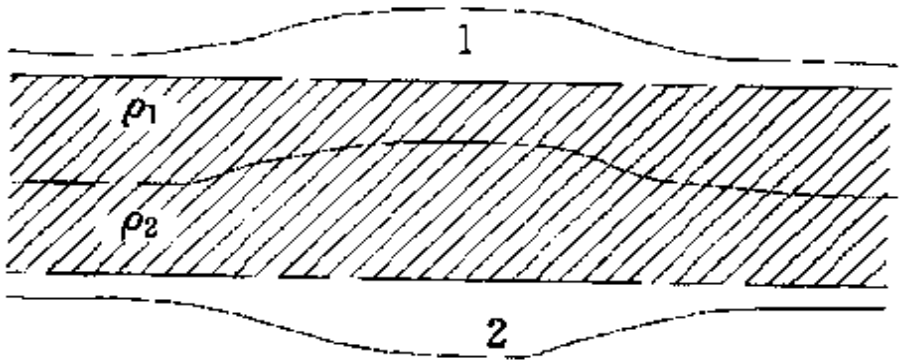
2）研究开采引起的岩层密度的变化；

3）揭露岩体引力升高的影响下，膨胀过程的发展。



1－系统臂长，2－回转轴，3－质量，4－弹簧，5－弹性作用臂，β－平衡状态时与平面的夹角，mg－重力

图 8-2 重力仪原理示意图



1－复合层上部的重力异常曲线；2－复合层下部的重力异常曲线

图 8-3 密度分布不均边界 $\rho_2 > \rho_1$ 的重力异常 $\triangle g$

8.5 冲击地压的预测预报

重力法广泛用于矿山震动与冲击矿压的预测预报之中。其主要是确定在有冲击地压危险的区域，微重力异常曲线 *RBGA* 趋向性变化特征。一般情况下，在发生震动与冲击矿压前，岩体的体积将会增加，从而使岩体的密度降低，微重力异常值 *RBGA* 将发生变化。其变化趋势为 *T*，该趋势的斜率估计量为 *A*，见图 8-4 所示。

$$\mathrm{tg}A = \frac{AMP}{L} \tag{8-5}$$

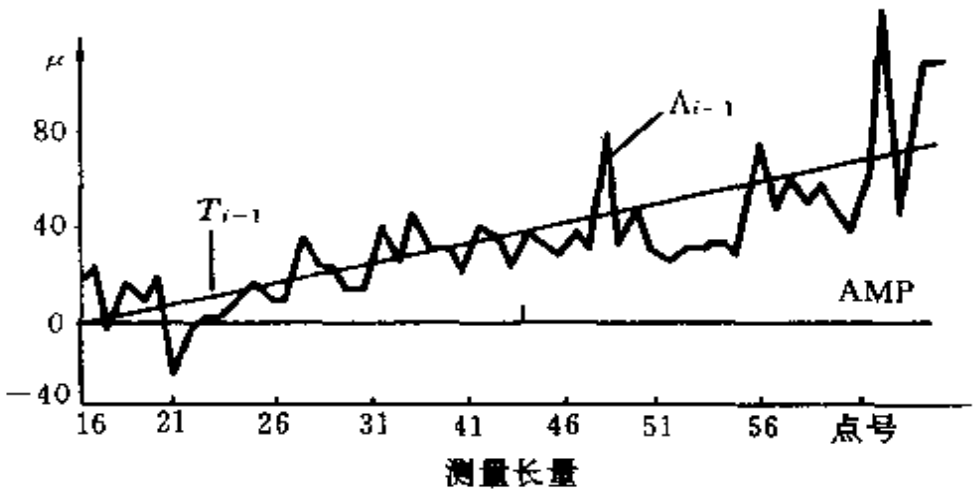


图 8-4 微重力异常的趋势及变化幅度

AMP_{i-1}定义为 T_{i-1}的振幅度。它是 *RBGA* 曲线的梯度值，其变化对应着岩石密度梯度的变化，与岩层开采引起的应力变化具有简单的关系。AMP_{i-1}增加时对应着压力的集中，可以提前预计观测区域内岩层释放的能量。AMP_{i-1}减小时，对应岩层应力释放，卸压。

波兰与德国的研究结果表明，$AMP(t)$和 $E(t)$存在着如下关系：

$$AMP_s(\sum E) = D(\sum E) + R_{ez}(\sum E) \tag{8-6}$$

式中 $AMP_s(\sum E)$——研究间内能量总和对应的 AMP_{i-1}增加总和；

$D(\sum E)$——经验趋势，实际中 $D(\sum E)$按最小二乘法确定 $D = A\sum E + B$；

$R_{ez}(\sum E)$——正态分布的随机变量。

采用观测站的形式，可以用以前的 AMP_S 为基础，根据当前最大的 $AMP_s(t)$来预测将来岩体内释放的能量值 E。

根据测量重力变化，可以确定应力集中区域，对冲击地压及震动危险区域进行定位。图 8-5 为 STASZIC 矿观测的重力异常 $RBGA_{i-1}$与趋势 T_{i-1}的分布图。

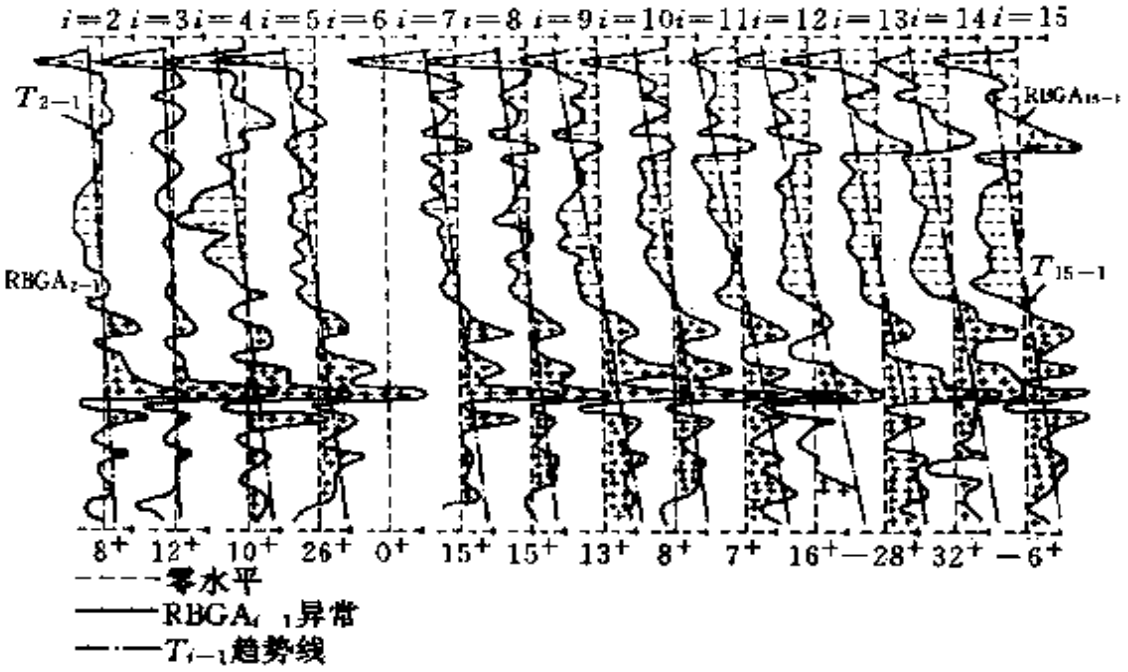


图 8-5 STASZIC 矿观测的重力异常 $RBGA_{i-1}$与趋势 T_{i-1}的分布图

由图可见,在 33 ~ 37 之间存在 AMP_{i-1}的异常变化。说明该部分是卸压区。在第 8 系列,*AMP* 出现了较大的增长,说明压力迅速增长。发生能量为 $E = 8 \times 10^7$J 的震动。而 AMP_{9-1}和 AMP_{10-1}表明,震动发生后产生的压力降。而后在 AMP_{11-1}表明,压力又回到原来的水平。而 AMP_{14-1}和 AMP_{16-1}的压力跳动是两次破坏顶板和放卸压振动炮的结果。其后高应力保持 3 周到第 17 循环的 AMP_{17-1}。

8.6 揭露老巷及其充填程度

地下的老巷和采空区对地表建筑物及工业区有很大的威胁。根据老巷与采空区上方重力场中的密度与周围岩体的密度之差,可以采用重力垂直梯度的分布确定其位置。

重力垂直梯度的分布定义为:

$$\frac{\partial g}{\partial z} = \frac{\Delta g}{\Delta h} = \Delta W_{zzz} \tag{8-7}$$

式中 z——垂直方向

$\triangle h$——重力测量水平之高

W_{zzw}——重力垂直梯度的导数，单位为 etwesz(E)

图 8-6 为两条巷道上方重力垂直梯度的分布，根据曲线 $\triangle W_{zzw}$ 的极小值，可以很好的确定巷道的位置。

图 8-7 表示了在地表测量的巷道上方重力垂直梯度 $\triangle W_{zzw}$ 的分布。这些巷道距地表 13.5m。从图上可以清楚的看到，巷道上方的 $\triangle W_{zzw}$ 出现最小值。

图 8-8 表示了保护煤柱上方重力垂直梯度的变化情况。$\triangle W_{zzw}$ 出现的最大值的情况与压力分布以及煤柱的破裂区域联系在一起。

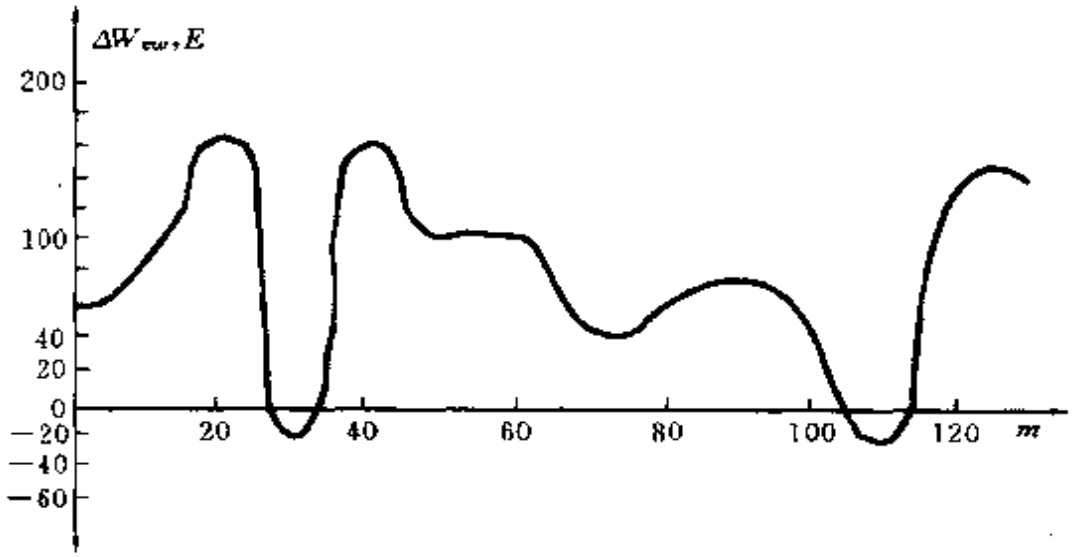


图 8-6 巷道上方 12.0m 处的重力垂直梯度分布

根据 Fajklewicz 的研究，$\triangle W_{zzw}$ 的负振幅与巷道中非充填部分的体积成比例关系，这样就可以计算开采后充填的程度。

8.7 揭露井筒周围岩层条件及变形

确定井筒周围岩层密度的方法称之为重力垂直剖面法 PPGR（某个岩层的重力是五倍厚上覆岩层重力的叠加）

图 8-9 介绍了密度变化的五层岩层模型在有井筒的情况下，密度的变化规律。其中 C 部分中有空洞 P 环绕井筒周围，井筒半

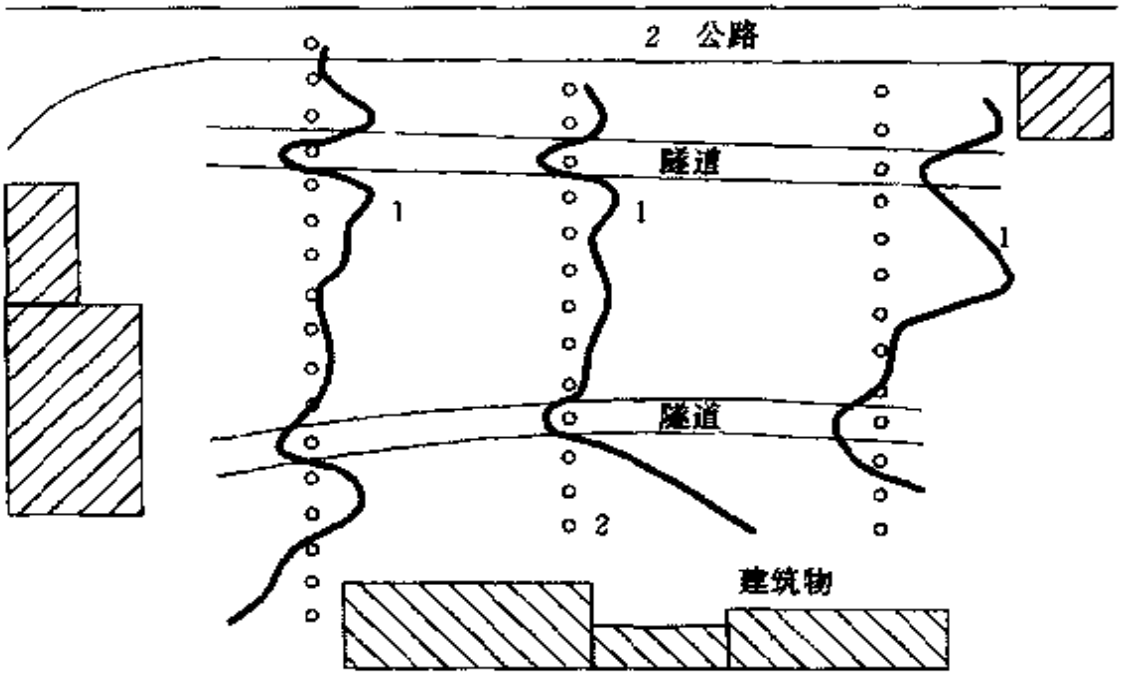


图 8-7 地下巷道的定位(其中 1 为重力异常曲线,2 为测点)

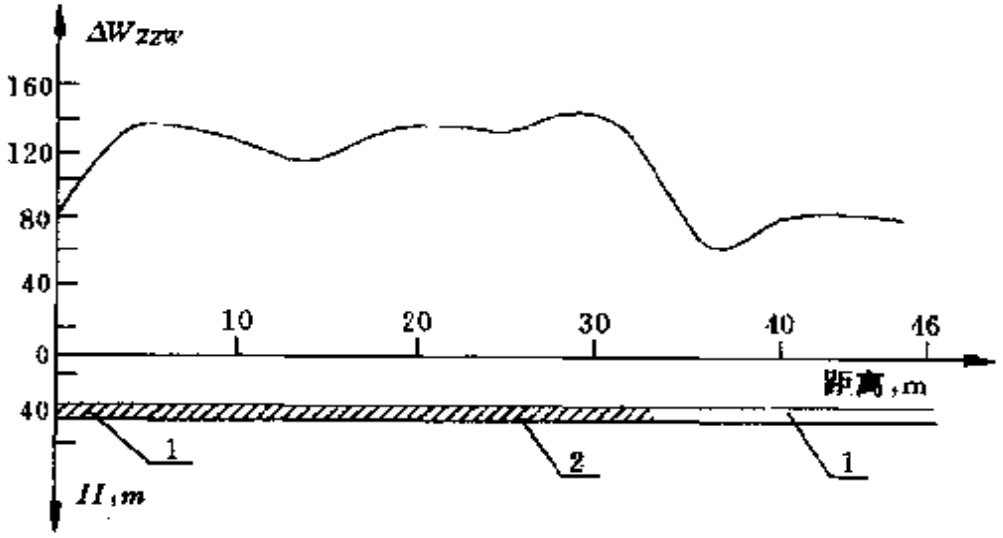


图 8-8 煤柱与巷道上方△W_{zz}分布

径为 3.5m。S 为该模型的垂直重力曲线。在这种情况下,空洞形成了曲线 S 的异常。井筒周围空洞是岩石压出的根源,因此可以借助于 $PPGR$ 的异常关系来确定和研究井筒周围的空洞的分布。经验表明,压出过程中 $PPGR$ 的负异常将增加其幅度,因此 $PPGR_{i+1} - PPGR_i (i = 1,2,3\cdots\cdots)$是研究的基础。在同一点测量

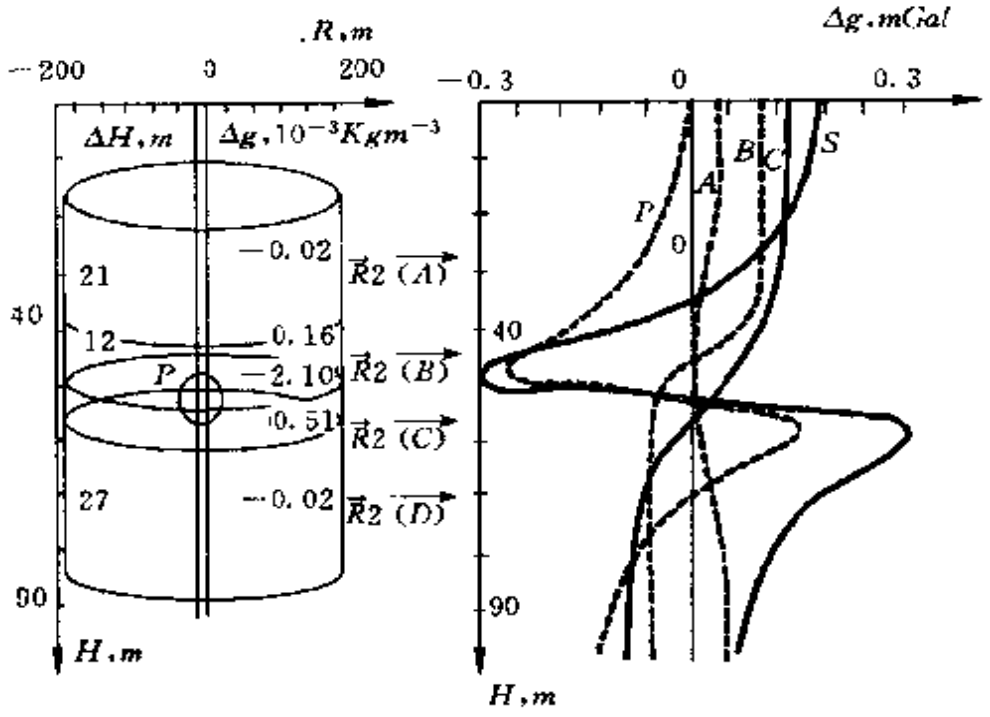


图 8-9　井筒的模拟研究

PPGR 值。*PPGR* 曲线之差可以给出井筒附近压凸出的具体数量和程度。$PPGR_{i-1}(i>1)$曲线及垂直坐标轴的面积与岩石压出量成比例。

$$M_{i-1}=\frac{Y\int_0^b PPGR_{i-1}\,dz}{2\pi G} \tag{8-8}$$

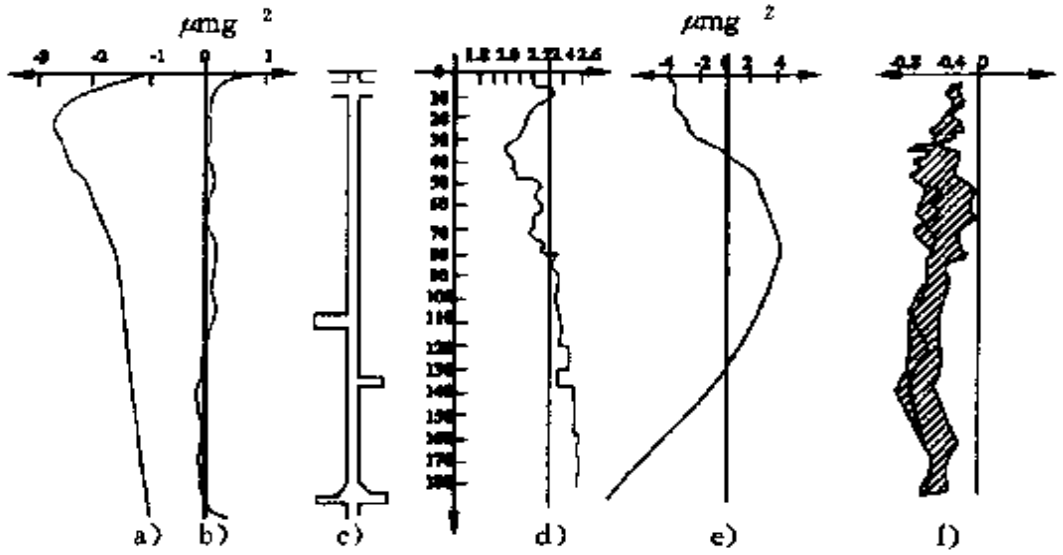
式中　G——引力常数；

z——积分段(垂直方向)；

Y——出现压出过程的区域宽度(未知)；

$M_{i-1}=\rho_i Y$——i 次测量与第一次测量之间压出的岩石量，ρ_i 为线密度或用两个量相比，求出其压出量的相对增长率。

图 8-10 为 Maciej 矿井的研究情况，井深 199m，剖面为第四纪，三叠纪和石炭纪。第四纪，三叠纪为近水平，石炭纪为 75°SE，



a – 井壁周围表面影响的地形重力修正值；*b* – 井筒支护、邻近巷道影响的采矿重力修正值；*c* – 地质剖面；*d* – 各层密度与平均密度；*e* – Bouger 重力异常分布；*f* – *PPGR* 随时间异常差的变化。

图 8-10 Maciej 井垂直重力剖面测量结果

在 30～49 和 57～78m 有水的影响。

测了四个系列的 *PPGR*，时间间隔为 6～9 个月。从地表到 81m，每隔 3m 设一个测点，深部每 9～15m 设一个例点，采用 Worden Master 重力仪，均方差控制在 0.16μms^{-2}。从 $PPGR_{2-1}$的曲线分布可以注意到，岩石的压出集中在第四纪和三叠纪，深度从地表到 50m。$PPGR_{3-1}$表明，压出很可能既在垂直也在水平方向上出现。考虑压出量的增加，则：

$$\frac{M_{3-2}}{M_{2-1}} = 1.30$$

上式表明，在第二、三测量段压出量比上一段增加了 30%。同样，在第四纪和三叠纪一、二测量段，其值为 400%。

第四纪的压出强度为 50%，而 $PPGR_{3-1}$表示，该动力过程只出现在下部分。但 $PPGR_{4-1}$表明。在第四次测量时，压出活动已降低。

9 采矿电法

采矿电法是利用岩石电特征的变化来解决顶板，地质及采场技术的问题。其应用范围很广。

电法分为稳定的电流和变化的电流两种。第一种是考虑在岩石介质中，电流传导的稳定性和亚稳定性，主要是考虑岩体的电阻特性 ρ。变化的电流法主要是研究电磁波的传播规律。而电磁波在岩石中的传播特征除电阻外，还有电介常数 ε，磁通量 μ 等。

考虑煤矿井下巷道中存在大量的金属，故电流变化方法没有得到广泛的应用。而应用较广泛的是雷达法。

井下地电法主要用来解决如下问题：

① 认识顶底板岩层的地质条件。

② 自然灾害评价(震动、冲击地压、火灾、水的危害等)。

③ 评价支架与围岩的相互作用，特别是井筒。

④ 监测开拓巷道和回采巷道的应力应变状态。

应当确定，在煤矿井下条件下，地电的测量非常困难。因此应预先进行实验研究，确定其测定结果与岩体物理特性之间的关系。

9.1 物理基础

9.1.1 电阻法

在电阻法中，主要是测量岩体的电阻及其随时间变化的规律。岩体中的电场由物理定律来描述，常用：

① Kirchoffa 差分定律描述的连续方程，说明影响任意体积段的电流量等于影响电流量。

② 欧姆定律：$I = \dfrac{E}{\rho}$

③ 拉普拉斯方程(laplace 方程)描述的电势，可以分析任意点电势的分布。

在均质，半无限平面点源的情况下，可得到 m 点的电势为

$$V_m = \frac{I\rho}{2\pi r} \tag{9-1}$$

式中 I——从点源到介质的影响电流强度

ρ——电阻

r——从点源到观察点 M 的距离

在实际中，介质中不可能只用一个极，根据叠加原则(电势总和)，对于符号相反的 AB 两极

$$V_M = V_{AM} + V_{BM} = \frac{+I\rho}{2\pi r_{AM}} + \frac{-I\rho}{2\pi r_{BM}} = \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{BM}}\right) \tag{9-2}$$

而对于相邻两点的 MN 来说

$$V_{MN} = V_M - V_N = V_{AM} + V_{BM} - (V_{AN} + V_{BN})$$

$$= \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{BM}} - \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BN}}\right) \tag{9-3}$$

从上式可见，如果已知电源极的布置方式(加电极)和测量点(测量极)的布置以及测量其中的电流和电压 V_{MN}，就可以确定地质介质中的电阻。

$$\rho = k\frac{V_{MN}}{I} \tag{9-4}$$

这样，测量电阻可以获得开采影响下岩体结构及变化的信息，特别是应力应变过程形成的分层、裂隙、湿度的变化及其他变化。图 9-1 为电阻法应用的测量系统简图，实际常用的是电桥系统，表中为矿井中常用的岩石的电阻。

电阻关系式从一方面来说可广泛应用；而从另一方面，结果有多种解释而受到限制。例如，采用电阻法来监测煤层中的应力应变状态，其依据是实验结果(A、B、C、D 为脆性崩裂的阶段)，见图

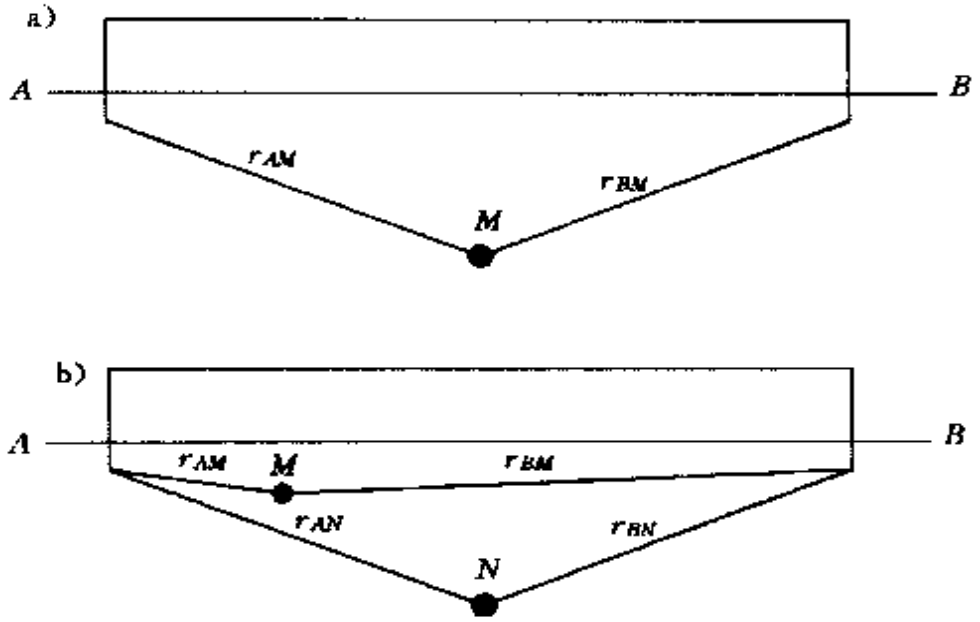
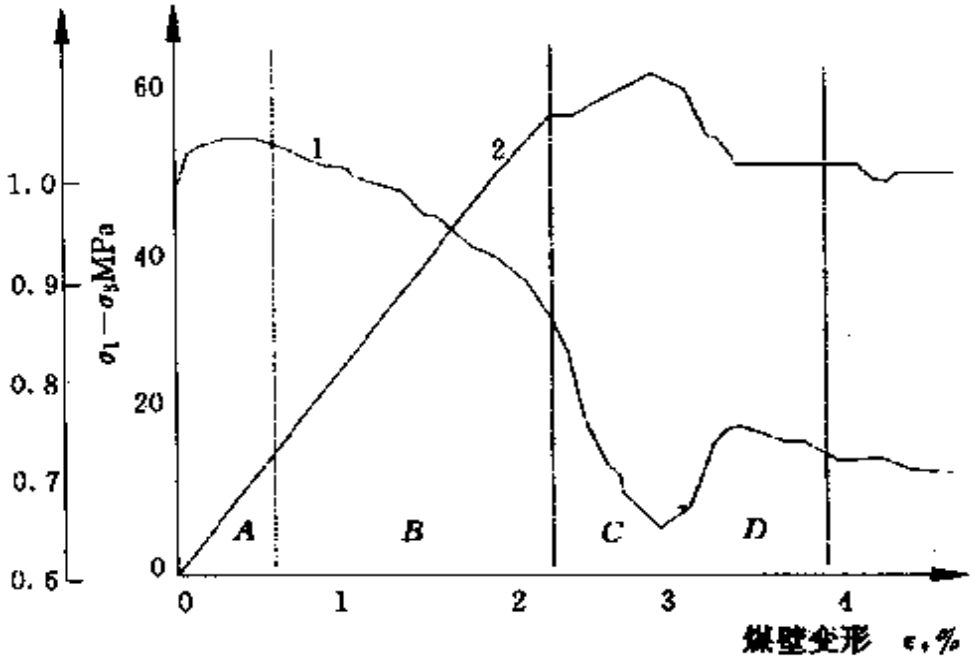


图 9-1　测量系统简图

9-2,而应力应变的状态与电阻之间的关系在矿井测量中有明显的不同,见图 9-3 所示。



1－电阻曲线;2－应力差曲线

图 9-2　围压 20MPa 时电阻与应力差和变形之间的关系

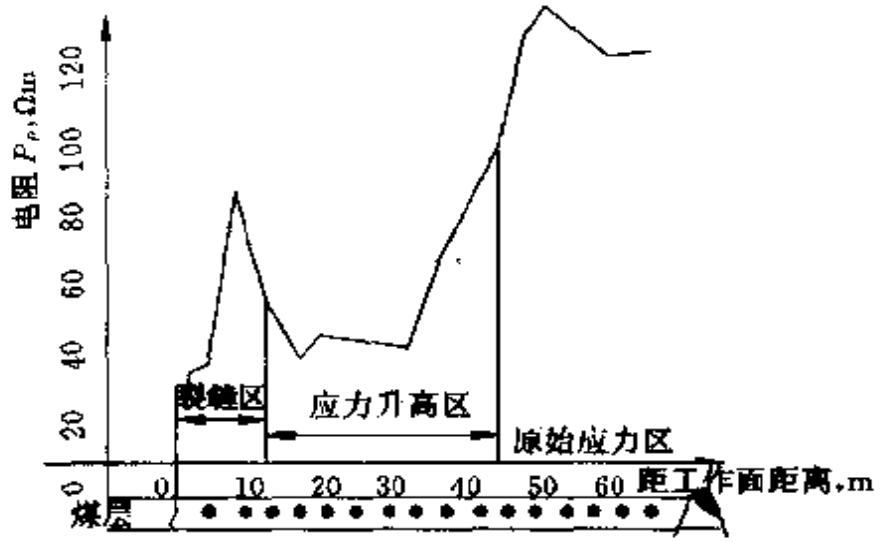


图 9-3 工作面前方的电阻测量结果

表 9-1 各类岩石的电阻值

岩石种类	电阻(欧姆)	岩石种类	电阻(欧姆)
硬石膏	$8\times10^3\sim1\times10^6$	页岩	$3\times10^0\sim1\times10^2$
玄武岩	$5\times10^2\sim1\times10^5$	石盐	$1\times10^4\sim1\times10^6$
石灰岩	$5\times10^2\sim5\times10^3$	硬煤	$1\times10^{-3}\sim1\times10^0$
砾岩	$1\times10^2\sim2\times10^3$	瘦煤	$1\times10^1\sim5\times10^2$
松散砂岩	$5\times10^{-1}\sim5\times10^1$	烟煤	$1\times10^2\sim1\times10^4$
坚硬砂岩	$2\times10^1\sim1\times10^3$	褐煤	$1\times10^4\sim2\times10^2$

9.1.2 雷达法

雷达法是属于电磁波传播的方法之一。其物理基础是利用电磁波传播速度和阻尼与岩体结构和性能之间的关系。这种波的传播就象地震波的传播过程一样。总的来说,雷达波的传播速度与介质的电介常数 ϵ 及其湿度、空隙率紧密相关。事实表明,对于电磁波来说,水和空气是两个界面。相对于材料而言的($v_r=0.33\sim3\times10^5$km/s)。在岩体中电磁波的传播特性为:

$$v_r=\frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \tag{9-5}$$

式中 C—电磁波传播速度；

ε—电介常数。

导电材料和岩石的常数值为 1～81，对于煤系岩层，砂岩 3～8，砂页岩 5～15，煤为 4～12。

雷达法的测量深度取决于岩石特性以及发射接收的强度、频率。频率越低，磁通量越大，范围越大。

若电磁波在传播途中遇到电介质不同的边界，会出现反射，形成反射波。反射波传回的时间在已知传播速度的情况下，可对边界定位，例如岩体结构中的断层、裂隙、水平等。

9.2 测量方法

在矿井条件下，将电极（加电极和测量级）安装在钻孔平底（深度 0.5～2.0m），进行测量。

电阻法可采用：

① 剖面法：剖面可布置在顶底板或巷道边帮。

② 差值法常用在顶板。

③ 钻孔。

④ 或在煤帮，或在钻孔中的站式测量。

⑤ 测量系统：是在常电流情况下岩石的电阻变化，常采用对称桥式布置：

9.3 测量结果分析

电阻法：

$$\rho = 4\pi \frac{V}{\left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}\right)I} \tag{9-6}$$

图 9-4 是用具体的测量数据来表现煤壁附近裂隙区域对电阻值的影响。在距巷道壁 0～6m 的距离内，电阻值比平均值低。巷道帮附近低电阻值异常是由于巷道边裂隙水的增加，以及该区域

破断的影响。

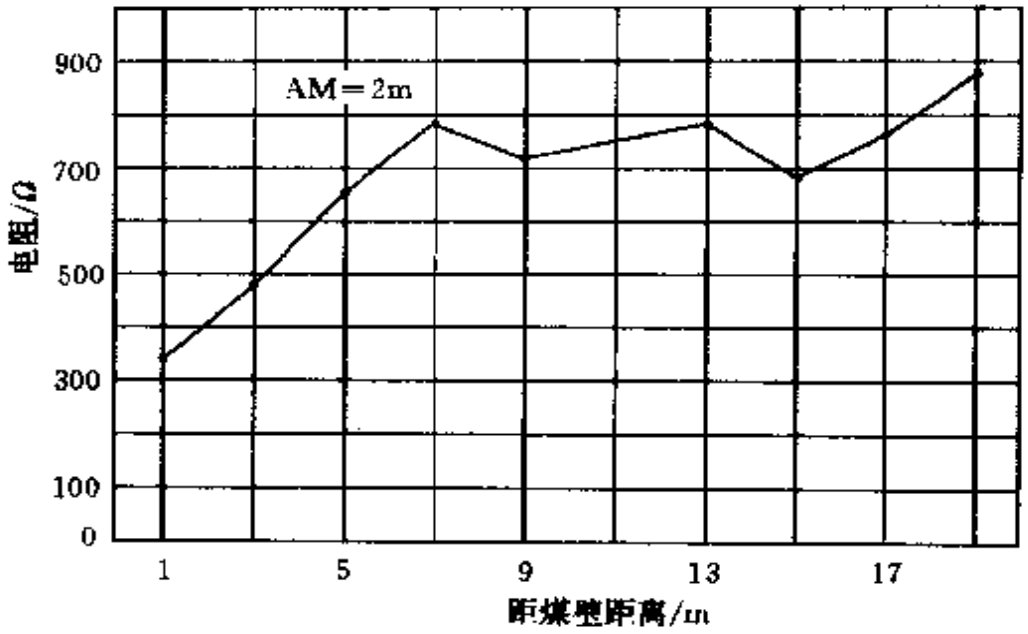


图 9-4 煤壁内部电阻值的变化规律

雷达法：

① 确定边界的埋藏深度：$D=\frac{vt}{2}$ (9-7)

② 确定反射系数：$K=\frac{(\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1})}{(\sqrt{\varepsilon_2}+\sqrt{\varepsilon_1})}$ (9-8)

③ 确定阻尼系数：$A=\frac{1635\sigma}{\sqrt{\varepsilon}}$ (9-9)

④ 确定波长：$L=\frac{1000c}{(f\sqrt{\varepsilon})}$ (9-10)

式中 ε——电介常数；

t——材料中波传播时间，ms；

σ——介质电通量，s/m；

f——频率，MHz

9.4 应用实例

(1) 确定岩像

在地质钻孔中，采用地电法测井，确定岩像的变化。

(2) 确定岩体的裂隙性

可采用电剖面法，雷达法确定岩体的裂隙性，图 9-5 顶板钻孔电阻剖面的结果。在距顶板 5，42，58m 处出现很高的电阻异常，说明顶板离层。根据振幅超过原背景值的大小，可确定裂隙的高度为 1.0～4.5cm。

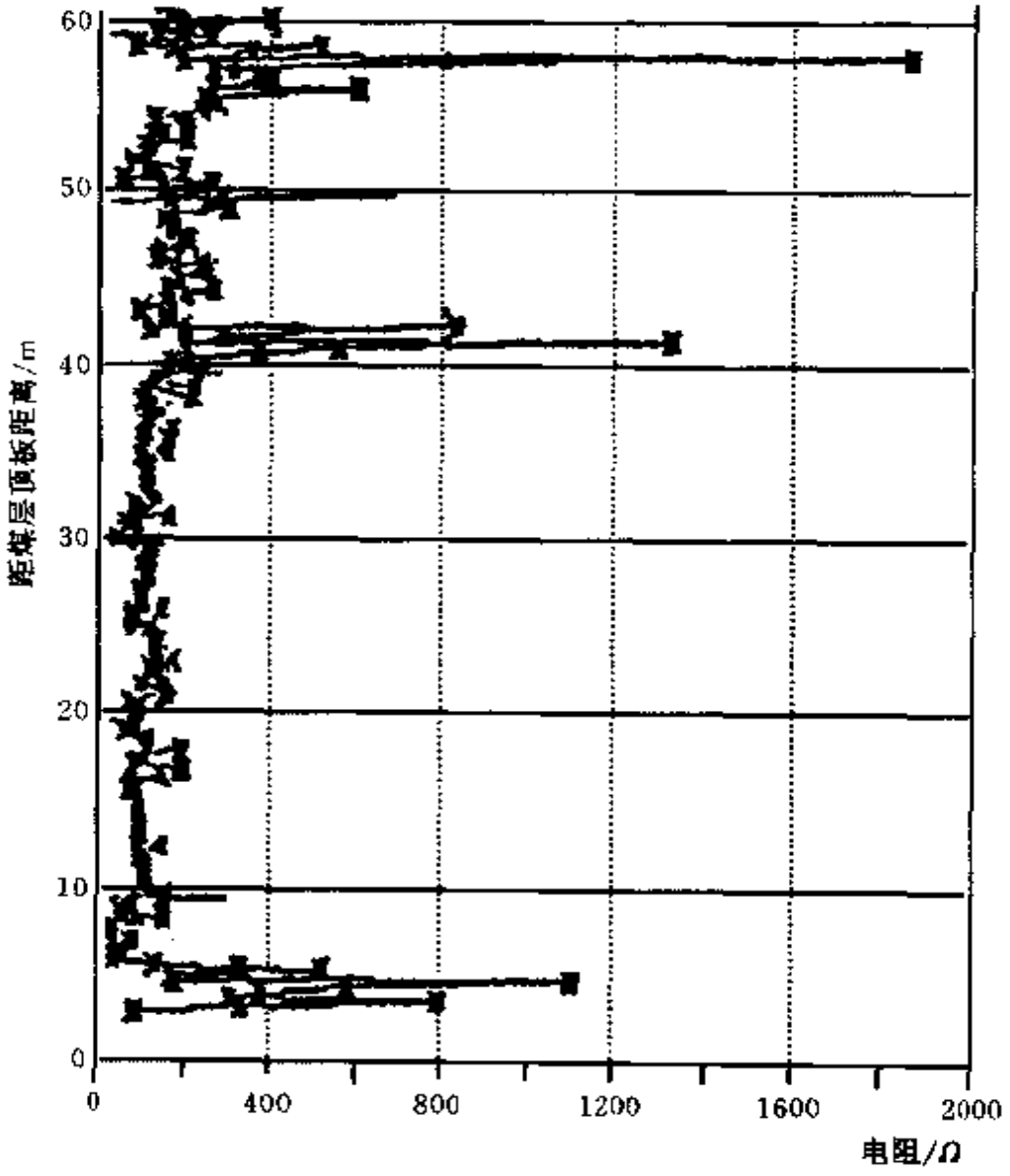


图 9-5 顶板岩层的电阻特征

(3) 震动危险评价

根据电阻的变化，可预报震动频次。裂隙的压缩与张开，较好地估计了应力应变过程见图 9-6 所示。

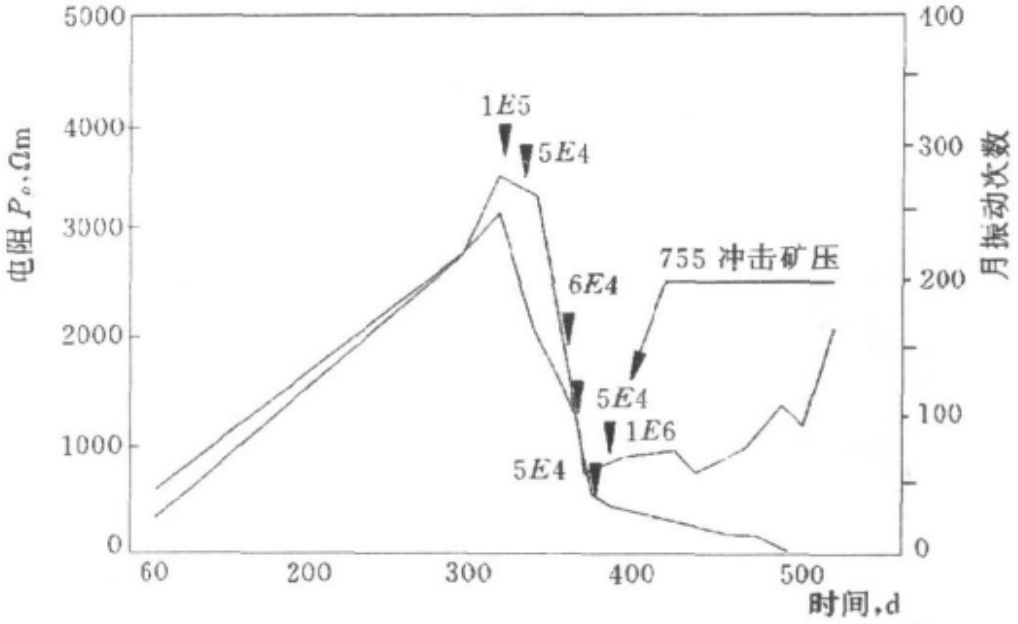


图 9-6 电阻与震动能量冲击矿压之间的关系

(4) 识别停采线的影响区域

图 9-7 表示在停采线影响下，507 煤层的电阻分布。采用电

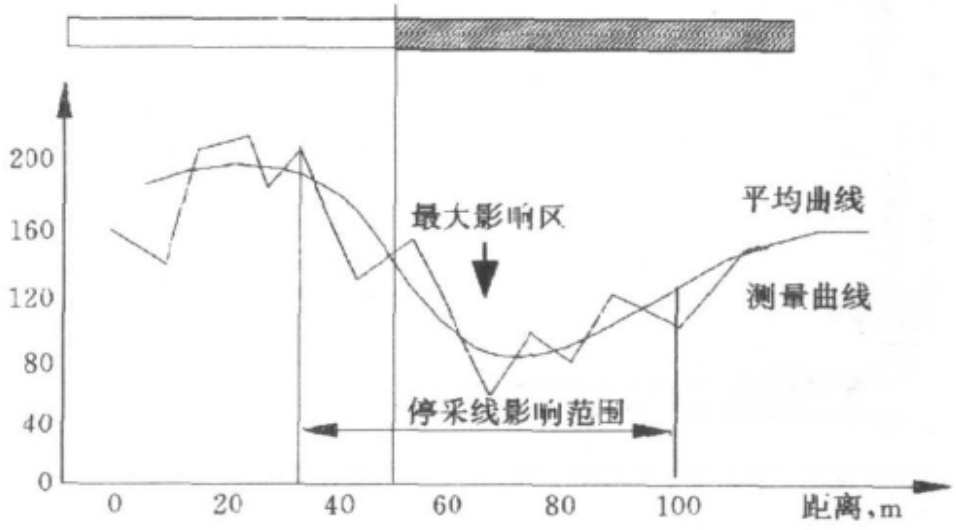
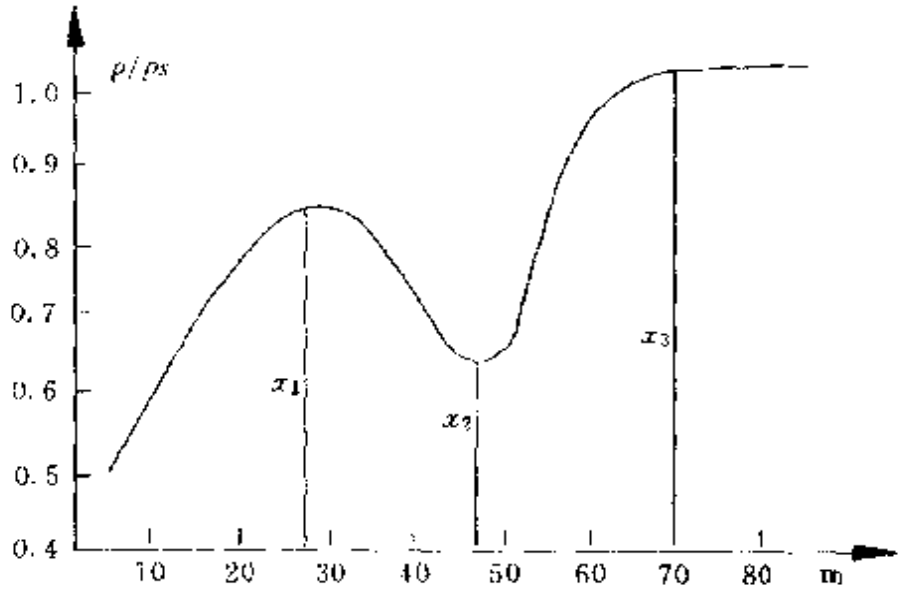


图 9-7 停采线影响下电阻分布规律

阻剖面技术，测量距离较小($A_0 < 10$m)。图 9-8 表示煤层电阻与标准电阻之比与距工作面距离之间的关系。图 9-9 表示断层区域

边界的电阻变化。



x_1 – 裂缝压密边界；x_2 – 扩展边界；x_3 – 弹性边界

图 9-8　煤层电阻与标准电阻之比与距工作面距离之间的关系

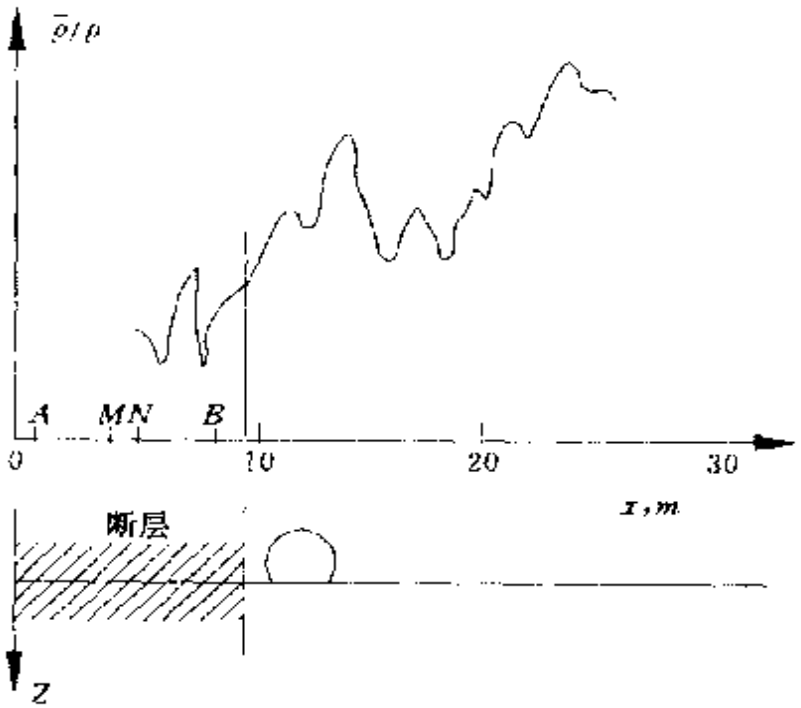


图 9-9　断层区域边界电阻变化

(5) 雷达法地质研究

雷达法可解决多种矿井问题：

① 研究井壁的厚度和状态(井壁损坏、裂缝、破裂、脱落等)；

② 井壁向外变形压出，空间，风量等变小；

③ 揭露井筒和巷道的含水层。

参 考 文 献

[1] Dubinski J., Konopko W.: Kierunki zwiekszenia efektywnosci profilaktyki tapaniowej. Przeglad Gorniczy, No.4, 1995

[2] 窦林名,谷德钟:采矿地球物理方法的应用前景。第六届全国采矿大会论文,1999年

[3] 窦林名,何学秋:冲击矿压防治理论与技术。徐州,中国矿业大学出版社,2001

[4] 何学秋:含瓦斯煤岩流变动力学。中国矿业大学出版社,1995

[5] Dou Linming, B. Drzezla: Zmodyfikowana kompleksowa metoda oceny stanu zagrozenia tapaniami w kopalniach wegla kamiennego. Przeglad Gorniczy, No. 11, 1998

[6] Dou Linming: Modyfikacja klasyfikacji stanow zagrozania tapaniami w kopalniach wegla. [Praca Doktorska], Poland: University Silesia, 1998

[7] 窦林名:煤岩突变的声电效应规律及其应用研究。[博士后研究报告]:中国矿业大学,2001,3

[8] 陈炎光,钱鸣高等,中国煤矿采场围岩控制。北京,煤炭工业出版社,1994

[9] 窦林名,何学秋。煤矿开采引起的震动对建筑目标的损坏及预防。中国博士后第一届建筑与环境学术研讨会论文,1999,10

[10] 窦林名,何学秋,B. Drzezla: 冲击矿压危险性评价的地音法。中国矿业大学学报,No. 1,2000

[11] 窦林名,何学秋,王恩元:冲击矿压与震动的机理及预报研究。矿山压力与顶板管理, No.3,4, 1999

[12] 窦林名。多功能一体化微震系统。煤矿设计,No.6,1999

[13] 何学秋,刘明举:含瓦斯煤岩破坏电磁动力学。中国矿业大学出版社,1995

[14] 王恩元:含瓦斯煤破裂的电磁辐射和声发射效应及其应用研究。[博士

论文],中国矿业大学,1997

[15] 闵长江,卜凡启,周廷振等:煤矿冲击矿压及防治。徐州,中国矿业大学出版社,1998

[16] 钱鸣高,刘听成:矿山压力及其控制。北京,煤炭工业出版社,1997

[17] Dou Linming, B. Drzezla: Wystepowanie tapniec w kopalniach chinskich. Przeglad Gorniczy, No.3,1999

[18] 矿山压力情报中心站冲击地压分站:冲击地压机理研究与防治经验文集。全国冲击地压会议资料,1985

[19] 翟明华,樊银辉,王云海:三河尖煤矿冲击地压原因及分析。煤矿开采,No.4, 1997

[20] Marcak H., Zuberek W.M.: Geofizyka gornicza. SWT, Katowice, 1994

[21] Glowny Instytut Gornictwa: zasady i zakres stosowania kompleksowej metody oceny stanu zagrozenia tapaniami w zakladach gorniczych wydobywajacych wegiel kamienny. Katowice, 1996

[22] Kornowski J.: Podstawy aktywnych sejsmoakustycznych metod oceny zagrozenia lokalnym zniszczeniem gorotworu. Praca Naukowe w GIGu, 1994

[23] 万志军,周楚良:岩石声发射源机理的激振模型研究。矿山压力与顶板管理,1998, No.4

[24] 王恩元:电磁辐射监测煤与瓦斯突出危险性技术及其应用研究。[博士后研究报告],徐州:中国矿业大学,1999,11

[25] 窦林名,谷德钟:冲击矿压及其防治。矿山压力与顶板管理, No.3,4, 1999

[26] 张万斌,王淑坤,滕学军:我国冲击矿压研究与防治的进展。煤炭学报,No.17(3),1992

[27] 张晓春,翟明华,缪协兴,杨挺青:三河尖煤矿冲击矿压发生机制分析。岩石力学与工程学报,No.17(5),1998

[28] 张晓春,杨挺青,缪协兴,翟明华:冲击矿压的层裂板模型及试验研究。岩石力学与工程学报,No.5,1999

[29] W. Konopko: Doswiadczalne podstawy kwalifikowania wyrobisk gorniczych w kopalniach wegla kamiennego do stopni zagrozenia tapaniami. Katowice, Poland: Prace Naukowe w GIG, No.795,1994

[30] Dou Linming, He Xueqiu, Wang Enyuan, Gu Dezhong: Experimental research

on the electromagnetic emission of rock & coal burst failure. Gliwice, Poland: Zeszyty Naukowe Politechniki Slaskiej, No.246, 2000

[31] 窦林名,何学秋,王恩元等:煤岩冲击破坏的电磁辐射试验研究。2000年中国博士后学术大会论文,2000,10,同济大学

[32] Dou Linming, He Xueqiu, Wang Enyuan, Liu Zhengtang: Monitoring over the mobility of the tunnel's surrounding rocks. Zeszyty Naukowe Politechniki Slaskiej, No. 246,2000

[33] 窦林名,何学秋,王恩元等:隧道围岩活动性监测。2000年中国博士后学术大会论文,2000,10,同济大学

[34] Liu Zhengtang, He Xueqiu, Wang Enyuan, Dou Linming: The fractal rule of AE during the deformation and fracture of coal or rock. Zeszyty Naukowe Politechniki Slaskiej, No.246, 2000

[35] KBD5煤和瓦斯突出(冲击矿压)电磁辐射仪说明书。中国矿业大学,1999

[36] Z. Kleczk: Geomechanika gornicza. Slaskie Wydawnictwo Techniczne, Katowice, 1994

[37] J. Kornowski: Podstawy aktywnych sejsmoakustycznych metod oceny zagrozenia lokalnym zniszczeniem gorotworu. Katowice, Poland: Prace Naukowe w GIG, No.793,1994

[38] 袁振明,马羽宽,何泽云:声发射技术及其应用。北京,机械工业出版社,1989

[39] 张晓春。冲击矿压的时间相关性研究。博士后研究报告,中国矿业大学,2000

[40] 于学馥,郑颖人,刘怀恒:地下工程围岩稳定性分析。北京,煤炭工业出版社,1983

[41] J. Dubinski, W. Konopko: Tapnia – ocena, prognoza, zwalczanie. Poland: Glowny Instytut Gornictwa, Katowice 2000

[42] L. M. Dou, B. Wang: Risk evaluation of rock burst by use of a numerical simulation method. Computer Applications in the Minerals Industries, A. A. Balkema Publishers, 2001

[43] Dou Linming, He Xueqiu, Wang Enyuan, Gu Dezhong: Monitoring technique of rock burst by electromagnetic emission. Poland: VI Dni Miernictwa Gorniczego I

Ochrony Terenow Gorniczych, Ustron 2001,6

[44] Dou Linming, Wang Bei: Metoda kontroli jakosci obudowy i zachowania sie stropu. Przeglad Gorniczy, No.3, 2001

[45] 窦林名:煤矿冲击矿压危险性评价的研究。回国留学人员基金报告,中国矿业大学,2000,12

[46] 窦林名:煤岩应力破坏与电磁辐射关系及应用研究。中国博士后科学基金项目,2001,3

[47] Drzezla B., Garus A., Kaczmarczyk A, Major A., Gerlách Z.: Probaa ujecia ilosciowych zaleznosci pomiedzy stanem naprezen a aktywnoscisejsmiczna-gorotworu. ZN AGH s. Gornictwo z. 129, Krakow, 1987.

[48] Drzezla B., Kolodziejczyk P: Problem niejednoznacznosci lokalizacji ognisk wstrzasow gorotworu. ZN Pol.Sl. s. Gornictwo, Z. 188, 1990r.

[49] Drzezla B.: Zasady projektowania konfiguracji sieci sejsmometrow. Przeglad Gorniczy, Nr. 11 1994r.

[50] Drzezla B., Bialek J., Jaworski A.: Prognozowanie stanow deformacyj no-energetycznych gorotworu dla oceny sejsmicznosci metoda porownawcza. Konferencja n/t Nowoczesne metody oceny stanu zagrozeniai zwalczania tapan, GIG, Katowice, 1990r.

[51] Drzezla B.: Warunki niejednoznacznosci zadania lokalizacji ognisk wstrzasow i niektore aspekty praktyczne z nia zwiazane. Materialy Szkoly Eksploatacji Podziemnej '93, Ustron 1 – 5 marca 1993r.

[52] Drzezla B., Bialek J., Joworski A.: Metoda prognozowania rozkladow naprezew strefach oddzialywania zaszlosci eksploatacyjne. Publs. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sc M – 10(213) 1988r.

[53] He Xueqiu, Zhou Shining, Lin Baiquan. The Rheological Properties and Outburst Mechanism of Gaseous Coal. Journal of China University of Mining and Tech., 1991,2(1):29 ~ 36

[54] He Xueqiu, Zhou Shining. The Rheological Mechanism of Coal and Methane Outburst. Proceedings of the 5th US Mine Ventilation Symposium, WV., USA., 1991.6,129 ~ 136

[55] He Xueqiu, Zhou Shining, Lin Baiquan. The Rheological Properties and Outburst Mechanism of Coal Containing Gas. Proceedings of 2nd International Symposium

on Mining and Tech., Xuzhou, China, Oct 1991:894 ~ 901

[56] He Xueqiu, Li Zenghua. A New Model for the Fracture Mechanism of Coal or Rock Containing Gases. Proceedings of Western Australian conference of Mining Geomechanics, Western Australia, 1992.6, 305 ~ 309

[57] He Xueqiu, Zhou Shining. The Rheological Fracture Properties and Outburst Mechanism of Coal Containing Gas. Proceedings of 11_{th} International conference on Ground Control In Mining Proceedings, Wollongong, Australia, July 1992: 575 ~ 579

[58] He Xueqiu. The General Law of Safety Science the Rheological Safety Theory. Proceedings of Second Asia – Pacific Workshop on Coal Mine Safety in Tokyo, Oct 1993, 51 ~ 61

[59] 何学秋,周广来,刘贞堂. 含瓦斯煤流变的能量耗散过程及非接触预测原理. 煤炭科学技术. No.12, 1993, 18 ~ 21

[60] 何学秋,张景松. 安全流变论及其理论模型. 徐州首届青年科技论文报告会论文集,1993.12: 1 ~ 6

[61] He Xueqiu, Liu Mingju, Li Zenghua. Laboratory research on electromagnetic emission from fracture of coal and rock containing porous gas. Proceedings of The International Symposium on New Development in Rock Mechanics and Engineering (Shenyang), Nov. 1994: 567 ~ 572

[62] 何学秋, 王恩元. 含孔隙气体煤岩损伤的力电效应. 国家自然科学青年基金研究成果摘要汇编, Aug. 1995:45 ~ 46

[63] Liu Mingju, He Xueqiu. Research on electromagnetic method enhancing coal bed permeability. Proceedings of the International Conference on Coalbed Methane Development and Utilization. Bejing, 1995.10, 224 ~ 228

[64] 何学秋. 交变电磁场对煤吸附瓦斯特性的影响. 煤炭学报,1996,21(1): 63 ~ 67

[65] 何学秋,王恩元,林海燕. 孔隙气体对煤体变形及蚀损作用机理. 中国矿业大学学报,1996,25(1):6 ~ 11

[66] 何学秋. 遥感含瓦斯煤岩灾害实验研究及安全科学统一理论. 《走向21世纪的中国力学,中国科协第九次青年科学家论坛文集》, 清华大学出版社, 1996: 108 ~ 117

[67] 何学秋. 矿井瓦斯灾害的研究现状与新进展. 第14次青年科学家论坛

报告文集,煤炭工业出版社, Oct. 1996: 69～78

[68] Xueqiu He, Mingju Liu, Enyuan Wang. Characteristics of gas adsorption of coal in an electromagnetic field. Mine Science and Technology. A. A. Balkema, Rotterdam, Brookfield. 1996, Oct. 1996: 187～190

[69] 何学秋,周世宁. 煤层瓦斯流动规律和突出机理. 国家自然科学基金优秀成果汇编,科学出版社, 1996.

[70] 何学秋,王恩元. 矿井瓦斯灾害研究新进展.煤炭学报, 1997(增): 274～278

[71] Xueqiu He, En-yuan Wang, Zhentang Liu. The general characteristics of electromagnetic radiation during coal fracture and its application in outburst prediction. Proceedings of 8th U.S. Mine Ventilation Symposium, 1999－6－1: 81～84

[72] He Xueqiu, Ma Shangquan. Study on the general theoretical law of safety science. Proceedings in Safety Science and Technology, Beijing, China, Oct. 1998: 110～114,

[73] 何学秋. 安全科学基本理论规律研究. 中国安全科学学报, 1998, No.2, 5～10

[74] Xueqiu He, Enyuan Wang, Zhentang Liu. Experimental study on the electromagnetic radiation (EMR) during the fracture of coal or rock. Mining Science and Technology'99, Balkema/Rotterdam 2, 99: 133～136

[75] 何学秋,王恩元,刘真堂. 煤岩等材料安全性的电磁遥感实验研究.《二十一世纪安全科学与技术的发展趋势》.科学出版社,2000.6:66～72

[76] 何学秋, 聂百胜. 孔隙气体在煤层中扩散的机理.中国矿业大学学报, 2001,30(1):1～4

[77] 何学秋, 张力.外加电磁场对瓦斯吸附解吸影响规律及作用机理的研究. 煤炭学报,2000,25(6):614～618

[78] 何学秋,马尚权. 安全科学的"R－M"基本理论模型研究. 中国矿业大学学报, 2001,30(5): 425～428

[79] 周世宁,何学秋. 煤和瓦斯突出机理的流变假说. 中国矿业大学学报 1990,19(2): 1～8

[80] 林柏泉,何学秋. 煤体透气性及其对煤与瓦斯突出的影响.煤炭科学技术 1991,(4): 50～53

[81] 王恩元, 何学秋. 煤层孔隙裂隙系统的分形描述及其应用. 阜新矿业学

院学报,1996,15(4): 407 ~ 410

[82] 王恩元, 何学秋. 煤岩等多孔介质的分形结构. 焦作工学院学报. 1996, 15(4):19 ~ 23

[83] Wang Enyuan, He Xueqiu, Liu Zhentang. The R/S statistics rule of EME during coal or rock deformation and fracture. Coal Mine Safety and Health, China Coal Industry Publishing/Beijing, Oct. 1998:36 ~ 39.

[84] Wang Enyuan, He Xueqiu, Liu Zhentang. The fractal rule of EME during coal or rock deformation and fracture. Progress in Safety Science and Technology, Beijing, China, Science Press/Beijing/ New York, Oct. 1998: 356 ~ 361

[85] Enyuan Wang, Xueqiu He. Baisheng Nie. Forecasting coal and gas outburst by using EME method. Progress in Safety Science and Technology, Vol. 2. Beijing, China, Chemical industry Press. Aug, 2000:223 ~ 228

[86] 王恩元,何学秋,刘贞堂. 煤岩变形及破裂电磁辐射信号的分形规律. 辽宁工程技术大学学报,1998,17(4): 343 ~ 347.

[87] 王恩元,何学秋,刘贞堂. 煤岩变形及破裂电磁辐射信号的 R/S 统计规律,中国矿业大学学报,1998,27(4): 349 ~ 351.

[88] 王恩元,何学秋,刘贞堂. 煤岩破裂声发射实验研究及 R/S 统计分析. 煤炭学报,1999, 24(3): 270 ~ 273.

[89] 王恩元,何学秋. 煤岩变形破裂电磁辐射的实验研究. 地球物理学报, 2000,43(1): 131 ~ 137

[90] 王恩元,何学秋,聂百胜等. 电磁辐射法预测煤与瓦斯突出原理. 中国矿业大学学报, 2000,29(3): 225 ~ 229

[91] 王恩元, 何学秋, 刘贞堂等. 煤岩变形破裂的电磁辐射规律及其应用研究. 中国安全科学学报, 2000,10(2): 35 ~ 39.

[92] Enyuan Wang, Xueqiu He, Baisheng Nie. Regularity of distribution of EMR in workings of coal mines. First Mine Environment and Ventilation Symposium. India, 2000. 10:129 ~ 135.

[93] Enyuan Wang, Xueqiu He. An experimental study of the electromagnetic emission during the deformation and fracture of coal or rock. Chines J. Geophys., No. 1, 2000:

[94] Liu Zhengtang, He Xueqiu, Wang Enyuan, ect. The fractal rule of AE during the deformation and fracture of coal or rock. Zeszyty Naukowe Politechniki Slask-

iej, No.246, 2000: 561 ~ 568.

[95] 刘贞堂,何学秋,王恩元等. 煤岩变形破裂电磁辐射 Kaiser 效应的实验研究. 中国矿业大学学报(英文版), 2000,10(2):

[96] 聂百胜, 何学秋等. 煤的表面自由能及应用探讨. 太原理工大学学报, 2000,31(4): 346 ~ 348.

[97] 聂百胜,何学秋, 王恩元. 瓦斯气体在煤层中的扩散机理及模式. 中国安全科学学报, 2000,10(6): 24 ~ 28.

[98] 聂百胜,何学秋, 王恩元. 电磁辐射法预测煤矿冲击地压. 太原理工大学学报, 2000,31(6): 609 ~ 611,624.

[99] Baisheng Nie, Xueqiu He, Enyuan Wang, etc. Macro and Micro-Mechanism of Effect of EMF on CBM Adsorption in Coal, First Mine Environment and Ventilation Symposium, India, Oct. 2000: 121 ~ 128.

[100] Shangquan Ma, Xueqiu He. APPLIED RESEARCH ON THE LAW OF "R – M" IN GAS OUTBURST PHENOMENA, First Mine Environment and Ventilation Symposium, India, Oct. 2000: 137 ~ 143.

[101] Zhang Li, He Xueqiu, Nie Baisheng, etc, . Study on the Proecss of Coal Adsorption to gas, First Mine Environment and Ventilation Symposium, India, Oct. 2000: 115 ~ 119

[102] 张力,何学秋. 安全流变理论及其在煤矿事故中的应用. 中国安全科学学报,2001,11(1):6 ~ 10

[103] 张力,何学秋,聂百胜. 煤吸附瓦斯过程的研究. 矿业安全与环保, 2000,27(6):1 ~ 2.

[104] 张力,何学秋,王恩元等. 煤吸附特性的研究. 太原理工大学学报, 2001, 32(5): 449 ~ 451

[105] 马尚权,何学秋. 煤矿事故中"安全流变 – 突变论"的研究. 中国安全科学学报,1999, 9(5): 6 ~ 8

[106] 王从银,何学秋. 瓦斯爆炸传播火焰高内聚力特性的实验研究 中国矿业大学学报,2001,30(3): 217 ~ 220

[107] 王从银,何学秋. 瓦斯爆炸火焰厚度及其持续时间的实验研究 煤炭科学技术,2001,29(8): 27 ~ 30

[108] 王从银,何学秋. 瓦斯爆炸阻隔爆装置失效原因的实验研究 中国安全科学学报,2001,11(2): 60 ~ 64

[109] 刘明举，何学秋，突出煤的电磁响应特征研究．辽宁工程技术大学学报．2000，19(5)：470～473

[110] Mingju Liu，Xueqiu He．Electromagnetic response of outburst prone coal，International Journal of Coal Geology，2001，45(2)：155－162

[111] Liu Mingju，He Xueqiu．A new model for coal and gas outbursts，Proceedings of the International Conference on Geological Engineering，November 19－24，2000，Melbourne，Australia

[112] Liu Mingju，He Xueqiu．Some characteristics of outburst prone coal and their applications in underground gas drainage，Proceedings of the Second International Methane Mitigation Conference．June 18－23，2000，Novosibrisk，Russia

[113] Liu Mingju，He Xueqiu．Electromagnetic emission from fracture of coal saturated with gas，Proceedings of the Fourth North America Rock Mechanics，August 1－3，2000，Seaattle，Washington，USA．

[114] Liu Mingju，Satya Haparlani and He Xueqiu．Physical characterization of disturbed coal to assess outburst conditions，Proceedings of the Fourth North America Rock Mechanics，August1－3，2000，Seaattle，Washington，JUL 31－AUG 03，2000．