

博士学位论文

冲击载荷作用下岩石动态断裂过程机理研究

作者姓名：胡柳青
学科专业：安全技术及工程
学院(系、所)：资源与安全工程学院
指导教师：李夕兵 教授

中南大学
二〇〇五年三月

博士学位论文扉页：

分类号 VDC_____

密级_____

博士学位论文

冲击载荷作用下岩石动态断裂过程机理研究 On the mechanism of the dynamic fracture processes of rock under impulse loading

作者姓名： 胡柳青
学科专业： 安全技术及工程
学院(系、所)： 资源与安全工程学院
指导教师： 李夕兵 教授

论文答辩日期_____

答辩委员会主席_____

中 南 大 学
二〇〇五年三月

摘 要

该文对冲击载荷作用下的岩石断裂机理进行了比较全面和系统的研究,从微观、细观与宏观三个层次对岩石断裂过程特性及其动力响应进行了分析,其主要工作如下:

1、对三种典型应力波分别利用傅立叶变换与小波变换进行了对比分析,得知了它们的频率分布以及能量分布规律;针对冲击载荷的作用特点,提出了由冲击载荷所引起的应力波波长、岩石的缺陷尺寸以及试件尺寸之间的大小关系作为宏观、细观与微观尺度划分标准。

2、针对冲击载荷作用下岩石断裂的微观热力学过程为绝热过程或准绝热过程,利用热力学理论与冲击作用下岩石的物态方程,得出了此状态下的岩石本构关系,并提出了冲击载荷作用下岩石微观热力学破坏条件。

3、通过分析单一有限尺寸裂纹在应力波作用时的近裂纹面应力场,得出了影响其动态应力强度因子的主要因素是应力释放区大小以及应力释放区外的应力分布。在此基础上,构建了用于计算动态应力强度因子的近似表达式。通过对垂直方向、切线方向以及斜向冲击载荷作用下的动态响应进行的数值模拟,得到了各种状况下的动态应力强度因子,同时获悉了最优断裂条件下应力波入射情况。

4、对应力波在软弱结构面以及节理裂隙处传播的特征进行了系统的研究,探讨了岩石动态断裂过程中的应力波波形畸变的问题。针对软弱结构面上的摩擦滑移准则的局限性,引入能量损耗值来表示界面可滑移的程度或趋势大小,把单点上的可滑移条件下的能量动力准则推广到整个结构面上,并从应力准则的角度验证了此方法的可行性。通过对应力波在张开型节理裂隙处传播规律的解析分析,得出了细观缺陷的几何结构、物理特性对应力波传播的影响。通过重点考查 SHPB 压杆实验中反射波的变化情况,指出其反射波的变化过程能反映岩石的动态累积损伤或动态断裂过程。

5、考虑到岩石动态断裂的相关因素以及应力波作用的特点,以能量

作用密度为研究对象,结合能量耗散规律和损伤力学,给出了适合损伤阶段的动态疲劳损伤累积迭代计算公式。通过对传统损伤与岩石冲击破坏过程中的分形现象分析,把传统损伤推广应用于岩石破坏后的粉碎阶段,并得出了损伤与岩石破碎块数的迭代关系式。由冲击荷载作用下岩石中的能量耗散规律与脆性动态断裂准则,导出了岩石破坏后的损伤与冲击能量的迭代关系式。实验研究表明,冲击能量、岩石损伤、块度之间的关系呈耦合状态。

关键词 动态断裂, 裂纹, 应力波, 损伤, 破碎

ABSTRACT

The thesis has systematically investigated the mechanism of dynamic fracture processes of rock subjected to impact loads. The dynamic characteristics and responses of the rock fracture processes have been analyzed from micro, meso and macro levels respectively. The thesis includes the following work.

1. Three typical stress waves induced by impact loads were analyzed by both Fast Fourier Transform (FFT) and Wavelet, and the distribution rules of frequency and energy of stress waves were obtained. According to the trait of the impact loading, the paper proposed that the size relation between the wavelength of stress waves induced by impact loads, faults in rock and the samples may be used for the classification criterion among the micro, meso and macro dimensions.

2. The dynamic fracture processes of rock under impact loading are regarded as adiabatic or quasi-adiabatic processes in micro thermodynamics. Associated with the state equation of rock subjected to impact loading, the constitutive relation of rock suitable for this situation was obtained, and the breakage condition of micro thermodynamics for rock under the impact loading was proposed.

3. The stress field near the crack subjected to impact loads was investigated. The main factors, which have effect on dynamic stress intensity factor (DSIF), are the size of the stress releasing zone and the distribution of the stress out of the release zone. The calculation formula of DSIF was proposed. The dynamic responses of crack subjected several typical impact stresses such as shear, normal and oblique incident stress waves were simulated. According to the results of the simulation the DSIFs were calculated. The angle of initiation of the crack was predicted. The method of

optimizing fracture generating by stress pulses was discussed.

4. The propagation characteristics of the stress waves transmitting to the weak interface or opened crack was investigated systematically. For its limitation, the energy criterion under the sliding condition for one point was generalized to the whole interface by inducting the dissipating energy value to indicate the possibility of slide. This method was verified by the stress criterion; The geometry of opened crack and its physical property have effect on the propagation of stress waves according to analytical results; The deformations of reflected stress waves recorded in the SHPB tests were investigated emphatically, and the process of the change of the reflected stress waves refers to the process of dynamic damage cumulation or the dynamic fracture.

5. Based upon the study on rock responses to impact load by the principles of energy dissipations and associating with the damage mechanics and the action density of the stress waves as well, the dynamic cumulative damage formula of rock under dynamic cyclic loading at the damage phase was proposed. According to the fractal phenomenon analysis on rock fragments, the iterative relationship expression about the damage fractal value and the number of the fragments of rock subjecting to impact load was obtained. At the same time, the iterative relationship expression about the damage fractal value and the impact energy was proposed basing on the principles of energy dissipations and the criteria of dynamic brittle fracture. The results of tests show that the relation among the impact energy, the damage of rock and the number of fragments lies in a state of mutual coupling.

KEY WORDS dynamic fracture, crack, stress waves, damage, fragmentation

目录

摘 要	i
ABSTRACT	iii
目录	v
第一章 绪论	1
1.1 论文选题背景及研究意义	1
1.2 国内外研究现状	3
1.2.1 断裂动力学	4
1.2.2 岩石中应力波的传播	7
1.2.3 岩石动态损伤与破碎	8
1.3 本文研究的主要内容及工作	17
第二章 冲击载荷作用下的基本特性	19
2.1 静态、“准”静态和动态的定义	19
2.1.1 应变率	19
2.1.2 加载速率	20
2.2 冲击载荷的性质与特点	20
2.3 微观、细观与宏观的划分	25
2.3.1 以静力学为基础的划分	26
2.3.2 以动力学为基础的划分	27
2.4 尺寸效应	28
2.4.1 统计尺寸效应	28
2.4.2 能量释放的尺寸效应研究	29
2.4.3 微裂纹或断裂的分形特性引起的尺寸效应	30
2.5 小结	31
第三章 冲击载荷作用下岩石断裂的微观热力学破坏机理	32
3.1 热力学背景	32
3.2 动态平衡	33
3.3 冲击荷载作用下的热力学破坏条件	36
3.4 小结	39
第四章 冲击载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应	40

4.1 垂直或剪切冲击载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应	40
4.2 斜入射脉冲载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应	42
4.3 冲击载荷作用下有限尺寸裂纹动态响应数值模拟	50
4.3.1 垂直或剪切冲击载荷作用下裂纹的动态响应	50
4.3.2 斜入射脉冲载荷作用下裂纹的动态响应	57
4.4 小结	67
第五章 应力波在缺陷处的传播规律	69
5.1 软弱结构面对应力波传播的影响	69
5.1.1 任意软弱结构面上任意点的一般解	70
5.1.2 整体界面效应	74
5.1.3 小结	77
5.2 张开型裂隙对应力波传播的影响	77
5.2.1 自由边界反射阶段	78
5.2.2 透射阶段	79
5.2.3 不同应力波形在张开裂隙处的传播	82
5.3 岩石动态断裂过程中的应力波畸变	85
5.3.1 实验与结果	85
5.3.2 分析与讨论	93
5.4 小结	95
第六章 冲击载荷作用下岩石的动态损伤累积与破碎	96
6.1 岩石的基本动力特性	96
6.2 岩石的动态断裂准则	98
6.3 岩石在不同加载波形下的能量耗散	99
6.4 岩石动态疲劳损伤累积	101
6.5 破碎阶段	103
6.5.1 损伤参量的分形特征与计算方法	103
6.5.2 岩石破碎过程中的耗能规律	105
6.6 实验验证	106
6.7 小结	110
第七章 全文结论与展望	111
7.1 全文结论	111
7.2 未来工作的展望	112
致 谢	113
参 考 文 献	114

第一章 绪论

1.1 论文选题背景及研究意义

岩石是经历漫长复杂地质运动的产物，一般都存在大量的地质缺陷，如裂纹、断裂面、节理、断层、孔洞等，也是由多种矿物晶粒、胶结物等组成的复杂混合物。因而岩石材料本身固有的结构特点就是存在大量的缺陷以及组成成份种类众多，使得岩石结构呈现非连续、非均匀、各向异性和非弹性等特征，Hudson^[1]将这种材料叫做DIANE材料（Discontinuous, Inhomogeneous, Anisotropic, and Not elastic）。

岩石作为一种天然材料，从古到今就在人们的经济活动，如居住，采矿作业、地铁隧道、大坝建设中起着非常重要的作用。然而直到工业革命初期，特别是在二次世界大战之后，对岩石力学基本问题的研究才在这一时期的前后蓬勃开展起来^[2-5]，Cook在这些研究的基础上总结出了岩石力学在岩石工程中的50条基本原则^[3]。我国从20世纪40年代起就在一些岩石力学前辈的带领下，开展了许多基础岩石力学研究工作，但后来由于历史原因，这些研究工作没有得到很好的发展，直到80年代，一些新的研究工作才卓有成效地开展起来^[6-16]。特别是随着近年来我国经济发展的快速发展，涉及岩石的大型工程项目越来越多，如黄河小浪底工程、三峡工程、南水北调工程等。正是受这些工程实践需要的刺激，岩石在静力作用下的力学性质及其稳定性问题得到了较为完善的研究与发展^[10,11]。

与此同时，现代人的生产、生活进程，如矿岩破碎、油井致裂、打桩、建筑施工、常规爆炸及核爆防护等工程领域，以及地震、滑坡、岩爆等自然灾害，几乎都与冲击载荷或应力脉冲作用下的岩石动态力学性能及其动态断裂问题有关^[12-16]，这样使得以岩石动态力学性能为主体的岩石动力学及其一些与之有关的新兴边缘学科得以迅猛发展，并已成为岩土力学与工程界的热门前沿课题。

岩石材料的利用处处离不开岩石或岩体的稳定性问题，然而导致岩石或岩体不稳定的主要原因之一是岩石发生了破坏。岩石无论发生剪切性局部破坏还是整体破坏，其根源就是岩石材料中包含的各种尺度不同的缺陷^[17]。这些缺陷不论大小都能使材料弱化，从而导致材料的强度降低。各种缺陷一般按几何尺度分为零缺陷（点缺陷）、一维缺陷（线缺陷）、二维缺陷（面缺陷）、三维缺陷（体缺陷）四类，并集中在材料的宏观、细观、微观三个层次上并加以讨论，并且习惯用微裂纹、微孔洞或理想的微裂纹系统来表示缺陷，以讨论其随机的扩展效应^[18,19]。也可以将宏观的裂纹、裂缝、断裂面、节理、孔洞、空洞和断层都叫做缺陷。从某种意义上讲，这种广义的缺陷概念叫做相对缺陷，因为一个1cm宽的裂缝，相对于100m厚的岩体，它仍然渺小，但

它相对细观的分子结构又是非常巨大的，所以缺陷也是相对的。同时在冲击载荷作用下，由于应变率效应以及应力波作用的特点，对于不同尺度的缺陷的动态响应也是相对的，例如在地震波作用下几米长的裂缝与在实验室内冲击载荷作用下的几微米长的裂纹，它们的响应很可能符合相似原理。在传统的固体力学中，对宏、细、微观的尺度划分有一定的尺度标准，但这都是建立在静力学基础上的。而对于动力学，宏、细、微观尺度的划分是与外部作用载荷联系起来的，这就需要对外部作用载荷与具体研究对象同时进行研究，从而才能确定岩石的动态响应形式。

工程结构的失效起始于底层，即从材料中的孤立的缺陷由于应力集中而成核开始，形成微裂纹，发展为宏观裂纹，直至整个结构破坏。同样岩石的变形破坏过程实质上是岩石材料中裂纹的萌生、扩展、相互作用直至最后贯通破坏的动态演化过程。而在众多缺陷中，孔隙缺陷是比较重要的缺陷模式之一。如图 1-1 所示，在图中 a 、 b 分别为缺陷 A 的长和宽，其比值 $R=a/b$ 称为纵横比 (Aspect ration)。当 $R \gg 1$ 时，叫缺陷 A 为裂纹缺陷；当 R 约等于 1 时，叫 A 为孔洞缺陷^[20]。然而对于岩石材料，一般考虑裂纹缺陷较多，除非岩石中的含水量有影响时才考虑孔洞缺陷。本文便是针对含裂纹岩石在冲击载荷作用下破坏的基本原理进行研究的。

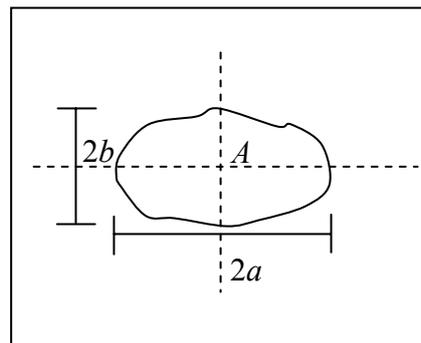


图 1-1 岩石中缺陷的几何示意图

众所周知，与准静载荷下的力学问题研究相比较，冲击载荷下的力学问题以计及两类动态效应，即惯性效应和应变率效应为主要特征和难点。前者导致对应力波传播和其他形式的结构动力学的研究；后者促进了对材料力学行为与应变率的相关性的研究，包括率相关本构关系和率相关动态破坏准则的研究^[21]。

由于岩石天然的复杂性以及冲击载荷作用效应，至今对岩石动态断裂过程及机理的研究还非常的不完善。虽然目前有人提出对此问题应采用宏观与细/微观研究相结合的方法，但大多数文献只是分别独立地对某一方面进行研究，并没有系统完整地研究其机理，且宏观与细/微观之间力学参量以及现象与本质之间有何关联等都很少涉及。因此，有必要系统地对岩石的动态断裂过程及机理进行研究：首先从微细观角度出发，探讨各种微细观结构的动态响应；其次应用微细观统计学原理，从理论上分析各宏观参量与微细观物理结构的内在联系，从而建立统一的微细宏观岩石物理本构关系以及

各种尺度下的断裂准则，为岩体开挖工程稳定性、边坡滑坡预防、构造地震产生机制及预测预报等研究提供理论依据和实践指导。

1.2 国内外研究现状

岩石动态断裂过程，尤其在外部冲击载荷作用下的断裂过程，是一个极端复杂的问题。由于岩石中存在大量天然的缺陷，所以在外载荷的作用下，首先于缺陷处形成应力集中，应力集中达到一定程度时，微裂纹开始启动；但它们并不是都会持续扩展下去，大部分会止裂，只有少数优势裂纹将会扩展；在优势裂纹扩展过程中，由于扩展所经过的区域不同，裂纹会发生一定的分叉现象，同时有些裂纹之间也会发生连接，形成优势裂纹；最后优势裂纹在持续的应力作用下高速扩展、贯穿，直至发生宏观破坏。另外由于在岩石断裂过程中，岩石所呈现出的力学现象是一种整体结构动态响应，使得问题变得更加复杂而带有随机性。正是由于此问题的复杂性与重要性，使得工程界、材料科学、地震学以及地球物理学等领域的学者们相继对此问题进行研究。

早期的岩石力学研究方法多借鉴于金属研究方法，其后才逐渐地发展出适合于岩石材料本身的一些方法。这些方法主要涉及有如下几个研究领域：连续介质力学、损伤力学、断裂力学等。目前，研究岩石中爆炸与冲击等动态问题主要还是依据连续介质力学的宏观模型、微观物理力学的微观模型和细观的散体模型^[22]，并且现在有国外学者将离散体模型试图用于非连续介质的动力分析，其中包括强动载的模拟、应力波的传播、岩块破碎、爆炸的运动及原子冲击，等等。

在经典连续介质力学的框架下，可以研究弹塑性岩体中爆炸与冲击波传播的过程及其物理本质，但其发展有赖于波动理论和数值计算方法的发展以及介质动态本构关系研究的发展。描述介质力学运动性能的基本方程为质量、动量、能量守恒方程，如果不考虑介质的断裂问题，还要加上介质本构方程，这样才可构成一个完备的方程组。然后，适当选取边值和初始条件后，原则上便可对问题进行数值求解。求解的复杂性在很大程度上取决于介质模型，适应于这一类模型的介质有：线弹性介质、非线性弹性介质、弹塑性介质、流体弹塑性介质，粘性介质及其它介质等。这些模型的适用性在很大程度上与所研究的过程特性有关，同一种介质在不同的过程中也可能适用不同性质的模型。国内外学者尤其是前苏联许多学者在此方面进行了系统的工作并取得了较多的研究成就^[23]。连续介质力学的唯象方法只适合于具有宏观均匀性的岩石。

在考虑岩石中存在大量缺陷的基础上，微观统计断裂力学理论得到了迅速发展。弹性和弹塑性断裂力学恰当地解决了宏观裂纹导致的破坏问题。但是，一旦出现与材料微观结构相关的微裂纹或微空洞等损伤破坏现象时，以上理论就都失效了，必须发展新的力学理论。

要考虑岩石中大量的随机裂纹，引入损伤的概念是非常合宜的。损伤变量的定义及演化规律是唯象的和经验的，没能反映介质真实损伤过程，缺乏物理背景。另外，进入 20 世纪 80 年代以来，自然科学中的许多新观点也对岩石破坏力学产生了深刻的影响，尤其是非线性科学中的分形，耗散结构等概念。然而要对岩石动态断裂这个复杂过程进行描述，并且所提出的变量要有明确的物理意义，同时又能适用于整个过程，这就需要对以上各变量之间的联系进行研究。

所以，岩石动态断裂过程机理研究必须基于微观物理原理和细观物理力学的理论，建立简单的工程实用的介质在冲击载荷作用下的统一的、分阶段而又连贯的、不同时空尺度的动态本构模型，研究材料在冲击载荷作用下的在不同的特征能量尺度及其传输速度下统一的分阶段而又连贯的动态破坏过程和动力破坏准则。

下面将就岩石动态断裂过程所涉及到的三个主要部分进行综述：断裂动力学、应力波在岩石中的传播以及冲击荷载作用下岩石的动态损伤与破碎。

1.2.1 断裂动力学^[24, 25]

断裂动力学的最早的经典性文献要推英国著名物理学家 N. F. Mott 1948 年发表的论文^[26]。然而直到 20 世纪 70 年代它才真正成为一门科学，这时它的一些最重要的基本概念，比较系统的分析方法以及相对成熟实的验研究方法才逐渐形成。

断裂动力学 (Fracture Dynamics) 也被称为动态断裂力学 (Dynamic Fracture Mechanics)。断裂动力学是研究惯性效应不能忽略的那些断裂力学问题。这些问题可以划分为两大类：

第一类问题涉及外力随时间迅速变化并使得裂纹开始扩展，例如振动、冲击、波动(爆炸波、地震波等)。在研究这类问题时，通常将裂纹扩展的起始称为裂纹动态起始问题。对于这类问题的数学处理就是求解波动方程(或方程组)的初值，即混合边界问题。与准静态下的裂纹起始问题相比，在计算上显然要复杂得多。

第二类问题涉及外力恒定而裂纹发生快速传播。在研究中，它通常将研究裂纹的传播称为传播裂纹问题或运动裂纹问题。

本论文主要是针对第一类问题，即冲击荷载作用下裂纹的动态响应问题进行研究

1.2.1.1 准静态断裂的简要回顾

裂纹的失稳(或起始断裂)准则首先是 Griffith 提出来的^[27]。为了解释玻璃的断裂现象，在线弹性的前提下，他引进了表面张力的概念，这一概念的引进被认为是对经典连续介质力学的一个重要补充，他的理论被称为 Griffith 能量释放率准则。后来，Irwin(1958)^[28]针对线弹性材料证明了裂纹尖端的应力应变场具有 $r^{-1/2}$ 奇异性，并提出了与 Griffith 方法完全等价的著名的应力强度因子理论，按照 Irwin 的方法为解决裂纹

扩展问题，只需要由纯线弹性问题求得裂纹前缘上的某些应力强度因子就够了，沿这个方向发展起来的学科就称为“线弹性断裂力学”。实际上，对于真实材料，在裂纹尖端附近总存在一个由塑性、损伤或其它物理机制所引起的小区域，各种与断裂有关的细观过程在这个区域发生并最后导致新的表面的生成和分离，通常称这个区域为断裂过程区(process zone)。线弹性近似只有在所谓“自治(autonomy)”裂纹的条件下才成立，两个条件为：

- a) 和系统(物体和加载)其它特征尺寸相比，裂尖非线性区的尺寸非常小；
- b) 裂尖区外部的解并不过分依赖于裂尖区内的过程。

这样，裂尖非线性区完全被弹性应力强度因子场所包围并由 K 所确定，这就是 Rice(1968)^[30]提出的小范围屈服(SSY)的概念。

随后不同学者又提出过在本质上和应力强度因子准则类似的 COD, CTOD, COA 和 CTOA 等准则^[29]。对于弹塑性材料，在小变形和形变理论下，Rice 等又提出了临界 J 积分准则。内聚区模型是 Barenblatt^[30]首先提出来的，而最著名和最简明的内聚区模型是 Dugdale^[31]模型。在线弹性和小范围屈服的假定下，上述各种准则在准静态下和最大拉应力准则以及裂纹前方某一特征距离处的临界应变准则都是完全等价的。

1.2.1.2 裂纹动态起始判据

冲击荷载作用下，裂纹的常用动态起始判据有：

- a) 动态应力强度因子判据

对于 I 型裂纹而言，在小范围屈服(解理断裂)的情形下，裂纹动态起始判据为：

$$K_I(t) = K_{ID}(\dot{K}_I, T) \quad (1-1)$$

式中 T 为温度， K_{ID} 为材料的动态断裂韧性。该判据没有考虑加载历史及裂尖的钝化等效效应，有人认为上述判据只适用于中等冲击速率情形^[32]。

- b) 动态 J 积分判据

对应于大范围屈服(韧性断裂)情形， K 因子的主导地位不复存在，而此时的裂纹动态起始判据为：

$$J_I(t) = J_{ID}(\dot{J}_I, T) \quad (1-2)$$

式中 J_{ID} 为大范围屈服时的动态起始断裂韧性(dynamic initiation fracture toughness under large scale yielding)。它和 K 判据一样也忽略了历史效应。另外，现在还没有一个公认的满意方法来对弹塑性情况时裂纹动态起始进行有效的测量，同时，随着应变率的提高，材料随之出现从韧性到脆性的转变，这将由 J 因子主导转向 K 因子主导。

- c) 最小作用量判据

该判据是由 Steverding 和 Lehnigh^[33, 34]于 1970 和 1971 年共同提出的。对于矩形脉冲载荷，裂纹动态起始的最小作用量判据形式为：

$$\sigma^2 \tau = k \frac{\gamma E}{a} \quad (1-3)$$

式中, σ 为矩形脉冲的峰值, τ 为脉冲作用时间, γ 为裂纹表面能, E 为材料的杨氏模量, a 为材料的波速, 对于 I 型裂纹 $k = 2/3$, 而对于钱币型裂纹 $k = 3.5$ 。

d) 极小作用时间判据

该判据强调裂纹的动态起始条件表达为: 动态应力强度因子必须超过材料的动态断裂韧性并保持一段最少时间。Kalthoff 和 Shockey^[35]把静态下的这个判据推广到动力学情形为:

$$K_I^{\text{dyn}} \geq K_{ID}$$

$$\frac{\partial K_I^{\text{dyn}}}{\partial a} + \frac{1}{v} \frac{\partial K_I^{\text{dyn}}}{\partial t} \geq 0 \quad (1-4)$$

式中, K_I^{dyn} 为 I 型裂纹的动态强度因子, K_{ID} 为材料的动态断裂韧性, a 为裂纹长度, v 为裂纹传播速度。由该准则可知, 当一个裂纹的动态应力强度因子瞬时超过材料的动态断裂韧性时, 该裂纹并不一定扩展, 是否扩展还要看超过时间的长短。所以需要有一个最小作用时间, 这是裂纹尖端建立过程区所需要的。一般而言, 最小作用时间大约估计为脉冲的持续时间。

1.2.1.3 岩石的动态断裂

岩石在冲击载荷作用下断裂破坏时, 其加载率变化很大, 所以前人对岩石在冲击载荷作用下的响应的了解也是从研究其动态强度与加载率之间的关系开始的^[36]。虽然各种实验研究已得到了一定的结果且这些成果已运用于工程实践, 但不难发现岩石的强度值比较离散, 特别是在动态加载时更难确定, 因为岩石经常是破碎成很多块甚至被压成了粉末, 而碎块的尺寸依赖于加载的速率。同时, 在岩石动态断裂破坏过程中很难确定其破坏所产生的(碎块和粉末)块数与尺寸大小以及所损耗的能量(断裂能, 碎块的动能以及损伤能等)。

众所周知, 所有岩石破坏形式都是由一条或多条裂纹扩展而形成的, 所以研究加载速率对岩石断裂强度的影响(也就是单一裂纹扩展问题)更有意义。Costin^[37], Wu^[38]和 Bazant 等人^[39]在快速加载机上用三点弯的方法测量了油页岩、大理岩、花岗岩以及灰岩四种岩石的断裂韧度, 他们发现在加载率 $\dot{k} \leq 10^4 \text{MPa} \sqrt{\text{m}}/\text{s}$ 时, 岩石的断裂韧度只是随着加载率的增加稍微有所增加。Tang 和 Xu^[40]用杆冲击实验机进行了三点弯实验, 他们发现岩石的动态断裂韧度比静态断裂韧度要大得多。

近来, Zhang^[41]等人, 用短棒试样分别测量了大理岩和辉长岩的静态与动态断裂韧度并对岩石断裂过程中其能量分配问题进行了研究。实验表明: 动态断裂临界时间一般比应力波峰值出现的时间要小, 两者之间的差值随加载率的增加有着微微上升的趋势。另外, 岩石的静态断裂韧度基本上是一个常数, 而动态断裂韧度是随着加载率

的增加而增加的, 当 $\dot{k} \geq 10^4 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}}/\text{s}$ 时, 有:

$$\log(K_{\text{ID}}) = a \log \dot{k} + b \quad (1-5)$$

F. V. Donze 等人^[42]用基于离散元的数值模型研究了爆炸动载作用下的应力波对径向裂纹起始与扩展的影响等问题。Sang Ho Cho 等^[43]对不同炮孔压力波形下的动态断裂过程进行了数值模拟研究, 他指出波形的上升时间对断裂过程区的影响比延期时间大, 应力加载率越高, 径向裂纹数越多, 从而加强了扩展裂纹周围的应力释放, 正是邻近裂纹的应力释放影响了裂纹的扩展而使得裂纹传播距离更短。

1.2.2 岩石中应力波的传播

炸药包在岩土介质中爆炸时, 部分能量转化为应力波。应力波在破坏岩体和向其周围传播过程中不断衰减, 通常以下式描述应力波的公用参量 ϕ (ϕ 可以代表加速度、速度、位移、应力和应变) 与炸药量 Q 及距爆源距离 R 的关系:

$$\phi = K_c \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R} \right)^\alpha \quad (1-6)$$

式中: K_c 为实验确定的系数, 对不同的应力波参量, 其 K_c 值各不相同; α 为应力波参量的衰减指数, 影响该指数的因素很多, 如介质性质、药包形状、应力波频率等等, 但其主要影响因素是介质的性质, 不同的岩石类型, 其衰减指数也各不相同。

事实上, 应力波在岩石中传播时, 在产生幅值随距离衰减(attenuation)(也就是"物质弥散(material dispersion))的同时, 脉冲的形状亦会随距离而变, 也称"几何弥散"(geometrical dispersion)。前者的产生与材料的本身性质有关, 反映了材料本身的性质对瞬态扰动波长的依赖性, 如当脉冲在粒状结构的固体中传播时, 如果波长可与组成材料主导颗粒的尺寸相比拟时, 通常就会产生幅值的衰减, 同时, 由于在颗粒边界空隙中的散射, 亦会导致能量的损失。而后者, 即"几何弥散", 只与波形和材料的几何结构有关, 不管材料是否是完全弹性, 它都可能出现, 例如, 当脉冲短得可以与传播杆的直径相比时, 杆的侧向惯性将会使一部分波能转变为径向振动的形式, 导致波形随传播距离的变化。

K. O. Hakailehto 在他早期的博士论文中给出了应力波在岩石中衰减的模型^[44]。他认为: 当加载应力大于岩石初始破裂应力 (即 $\sigma - \varepsilon$ 关系中的 σ_e) 时, 由于岩石内部裂纹的扩展, 将导致应力波传播过程中的幅值衰减, 设定岩石试样初始界面上的应力为 σ_1 , 在传播 l 距离后的应力为 σ_2 , 有:

$$\sigma_2 = \begin{cases} \sigma_1 & \sigma_1 \leq \sigma_e \\ f(\sigma_1) = \sigma_e + \sigma_e e^{-\alpha l} \left(1 - e^{-\frac{\sigma_1 - \sigma_e}{\sigma_e}} \right) & \sigma_1 > \sigma_e \end{cases} \quad (1-7)$$

这里: α 为材料常数; σ_e 为初始破裂应力, 可由静压试验确定。

对于研究应力波通过不连续面的透反射问题, 早在 1975 年, Rinehart^[45]考虑了弹

性波传播时的边界效应中的五种情况：在一自由边界垂直入射；在两种不同材料之间的自由边界垂直入射；在一自由边界倾斜入射；在两种不同材料之间的有粘结力的边界倾斜入射；以及在非粘结边界的倾斜入射。Miller 等人提出了求解考虑界面摩擦随滑动距离和滑动速率变化时折反射关系的一种近似解法^[46]。李夕兵等人^[47]通过引入岩体软弱结构面上正应力和剪应力的特定关系，给出了应力波斜入射到任意能滑动有摩擦的软弱结构面时折射和反射关系的精确表达式和据此得到的一些计算结果，并在此基础上，提出了判断岩体是否沿结构面产生相对滑移的动力准则。

对于节理裂隙对应力波传播的影响，Seinov 和 Chevkin^[48]早就指出：应力波的衰减取决于裂隙的数量、宽度以及充填物的波阻抗。对于裂隙长度比裂隙间距小的非贯穿裂隙的理论研究是 20 世纪 60 年代开展的，有代表性的是 J. B. Walsh^[49]的工作。对于裂隙长度比裂隙间距大得多的贯穿裂隙，可用弹性波在平面界面上的透反射分析方法来研究。考虑到应力波斜入射节理裂隙，有可能产生滑移这一事实，尚嘉兰、郭汉彦^[50]及李夕兵等^[51]从贯穿裂隙讨论中引用库仑摩擦边界条件，给出了有摩擦滑移条件下爆炸波通过节理裂隙带的透反射关系。对于裂隙中可能有填充物的情况，由张奇^[52]的研究表明，由于 $\Delta r/\lambda$ 趋近于零（ Δr 为裂隙宽， λ 为应力波波长），充填物介质的力学性质对应力波传播没有影响。王明洋等结合实际地质特点，分析了应力波通过节理裂隙带的衰减规律^[53]。李宁等^[54]分析了单组裂隙细观特征对应力波传播特性的影响，但没有考虑裂隙闭合后裂隙面对应力波传播的影响。

1.2.3 岩石动态损伤与破碎

上世纪 80 年代，随着损伤力学的发展，各种含损伤的本构模型被建立起来并开始工程上得到应用。损伤力学是一个研究由随机分布的不规则形状、不同尺度、具有方向性的微缺陷对材料响应和可靠性（安全性）影响的新领域。在外载和环境作用下，由于细观结构的缺陷（如微裂纹、微孔洞等）引起的材料或结构的劣化过程，称为损伤。最初的模型(L. M. Kachanov)^[55]假设材料刚度和完整性的失去可以用一个宏观损伤参量度量，这个假设的一个推论是，材料宏观响应（有效参量）的改变，由损伤的随机演化产生，是渐进的，并且是确定的。损伤模型最早应用于被各种形状微孔穴弱化的多孔材料。1976 年 Dougill^[56]将损伤力学引入岩石力学领域，Dragon^[57]利用断裂面概念对岩石和混凝土的连续损伤进行了理论讨论，Krajcinovic 等人^[58]在 1980s 对岩石连续损伤和脆性材料损伤本构关系作了大量的研究。脆性材料的损伤以微裂纹为主要形式，引起局部法向和切向变形的不连续性，由于微裂纹损伤与结构的安全和失效密切相关，因此这方面的研究正吸引着越来越多的注意。

损伤力学有两个主要分支，一是连续损伤力学，它假设损伤在介质中是连续分布的，利用连续介质热力学与连续介质力学的唯象学方法，研究损伤的力学过程，着重考察损伤对材料宏观力学性质的影响以及材料和结构损伤演化的过程和规律。重点是

使得预计的损伤效应与实验结果或实际情况相符合。二是细观损伤力学，它通过对典型损伤单元，如微裂纹、微孔洞、剪切带以及各种损伤单元组合的研究，根据损伤单元的变形与演化过程，通过某种力学平均的方法，得到材料力学行为与细观损伤参量之间的关联。由于不同材料、不同损伤过程的力学机制十分复杂，且常常是多种机制并存，使得细观损伤力学用于实际问题时，面临许多困难。正如 Rice^[59]所说，“从细观模型进行直接计算带来巨大的复杂性，它不太可能替代那种唯象的基于结构参数模型的并且是不太严格的方法。”，这可能反映了损伤本构理论研究发展的这种宏--细观并行发展相互联结的趋势。

由于引入了损伤变量，而损伤变量也有其自身的演变规律并对材料的力学行为施加影响，所以引入损伤的本构关系应包含以下要素：

- 定义适当的损伤变量以表述微观结构引起的宏观力学效果；
- 建立描述损伤变量演变规律的发展方程；
- 建立描述含损伤材料力学行为的物性方程。

1.2.3.1 损伤的定义

最早的损伤定义为材料有效承载面积的减少，即

$$D = 1 - \frac{A_e}{A_T} \quad (1-8)$$

其中 A_e 是实际承载面积， A_T 是总面积。

由于实际承载面积是不可测量的，此后，工程上陆续采用测量方便的宏观物理量来定义损伤变量^[60]，如

$$D = 1 - \frac{E}{E_0} \quad (1-9)$$

这里损伤量 D 被定义为杨氏模量的减小，或

$$D = 1 - \left(\frac{C_p}{C_{p0}}\right)^2 \quad (1-10)$$

损伤量 D 被定义为弹性波波速的降低^[61]等。

上面的方法实际上是从损伤引起的力学效应定义的，回避了材料内部的细观结构变化对其宏观特性响应影响的具体细节，往往需要通过较多的实验才能确定损伤变量的演化方程。也可以假设微缺陷的具体形式，通过微缺陷的某种统计平均来定义损伤，如，考虑裂纹分布方向是各向同性的，则损伤的统计平均与单个微裂纹的取向无关，可以定义损伤^[62]为

$$D = \frac{1}{V} \sum_i l_i^3 \quad (1-11)$$

其中： l_i 是裂纹半径， V 是单元体积，损伤的大小由微裂纹的尺度决定。

白以龙等^[19]将上述定义普遍化，认为损伤可以通过微裂纹尺度的 m 阶矩表示，一般形式的第 m 阶损伤函数可以定义为：

$$D = \int n(l,t)l^m dl, \quad (1-12)$$

其中： $n(l,t)$ 是微裂纹分布的数密度函数。如果考虑到微裂纹取向的各向异性，则还可以将损伤定义为张量形式：

$$D = \frac{1}{2V} \sum_i \int (\vec{b} \otimes \vec{n} + \vec{n} \otimes \vec{b}) ds^i, \quad (1-13)$$

其中： \vec{b} 是裂纹面的相对位移， \vec{n} 是裂纹面法向量，这种定义下的损伤具有应变特性，类似的考虑微裂纹取向的定义还有：

$$D = \frac{1}{V} \sum_i l_i^3 \vec{n}^i \otimes \vec{n}^i, \quad (1-14)$$

诸如此类等等。

1.2.3.2 含损伤物性方程的建立方法

考虑到损伤的影响，建立含损伤的物性方程主要有以下两种方法：

1、唯象法

在采用唯象方法的模型中，材料的损伤由一系列标量或张量的内变量表示，本构方程由热力学势或有效应力（应变）概念及各种等价原理（如应变等价、能量等价等）建立。

应变等价原理^[63]可以表述为：任何有关损伤的本构方程都可以通过无损伤材料的本构方程导出，关键是将其中的表观应力改为有效应力。通过有效应力概念和应变等价原理可由无损伤材料通过状态耦合直接得到含损伤的应力应变关系。如无损伤材料的应力应变关系可以表示为：

$$\sigma = E\varepsilon, \quad (1-15)$$

则含损伤材料的应力应变关系为，

$$\tilde{\sigma} = E\varepsilon, \quad (1-16)$$

其中 $\tilde{\sigma}$ 为有效应力， $\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{1-D}$ 。

如果把有效模量定义为表观应力 σ 与表观应变 ε 的比值，则有效模量 \tilde{E} 可表示为：

$$\tilde{E} = E(1-D), \quad (1-17)$$

即损伤引起了弹性响应的退化。将上式推广到各向异性材料则有：

$$\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma} \bullet (\vec{I} - \vec{D}), \quad (1-18)$$

其中 \bar{I} 为二阶单位张量， \bar{D} 为二阶损伤张量。

Sidoroff^[64]采用能量等价原理将各向同性损伤模型的有效应力概念推广到各向异性。认为用有效应力代替表观应力，受损材料的弹性余能与无损材料的弹性余能在形式上相同。根据热力学框架下的工交法则，得到应力应变关系为：

$$\tilde{\varepsilon}^e = C^{-1} \tilde{\sigma} \quad (1-19)$$

即只要将弹性应变 $\bar{\varepsilon}$ 和表观应力 $\bar{\sigma}$ 换成等效应变 $\tilde{\varepsilon}$ 和等效应力 $\tilde{\sigma}$ ，就得到受损材料的应力应变关系。其中等效应变为：

$$\tilde{\varepsilon}^e = \bar{\varepsilon} \bullet (\bar{I} - \bar{D}) \quad (1-20)$$

另外，通过假设含损伤与无损伤材料自由能的关系，由热力学第一、第二定律也可以建立含损伤的应力应变关系，在各向同性情况下，得到的关系式一般与通过应变等价假设得到的相同，但这种方法更容易推广到各向异性情况。例如，Dragon et al^[65]、J. F. Shao^[66]假设的自由能形式为：

$$\psi(\tilde{\varepsilon}, \tilde{D}) = g \text{tr}(\tilde{\varepsilon} \tilde{D}) + \frac{\lambda}{2} (\text{tr} \tilde{\varepsilon})^2 + \mu \text{tr}(\tilde{\varepsilon} \tilde{\varepsilon}) + \alpha \text{tr} \tilde{\varepsilon} \text{tr}(\tilde{\varepsilon} \tilde{D}) + 2\beta \text{tr}(\tilde{\varepsilon} \tilde{\varepsilon} \tilde{D}) \quad (1-21)$$

由此得到应力应变关系为：

$$\tilde{\sigma} = \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{\varepsilon}} = \tilde{M}(\tilde{D}) : \tilde{\varepsilon} + g \tilde{D} \quad (1-22)$$

其中： $\tilde{M} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) + \alpha (\delta_{ij} D_{kl} + \delta_{kl} D_{ij}) + \beta (\delta_{ik} D_{jl} + \delta_{il} D_{jk} + \delta_{jl} D_{ik} + \delta_{jk} D_{il})$

利用 Ortiz(1985)^[67]对应变张量进行谱分解的方法，Ju(1989)^[68]把各向同性损伤推广到考虑微裂纹的张开和闭合效应的各向异性情况。令 ε_i 、 \tilde{p}^i 分别表示第 i 个主应变和相应的单位主方向，定义：

$$H(x) \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}, Q^+ = \sum_{i=1}^3 H(\varepsilon_i) \tilde{p}^i \tilde{p}^j, p_{ijkl}^+ = Q_{ik}^+ Q_{jl}^+ \quad (1-23)$$

则在此定义下，主拉伸应变张量可以表示为：

$$\varepsilon^+ = \sum_{i=1}^3 H(\varepsilon_i) \varepsilon_i \tilde{p}^i \tilde{p}^j = \tilde{P}^+ : \tilde{\varepsilon} \quad (1-24)$$

因此 \tilde{P}^+ 相当于一个过滤张量，起到了过滤掉压应变（裂纹闭合）的作用。Ju 重新给出的各向异性损伤下表观应力与有效应力的关系为：

$$\tilde{\sigma} = (\tilde{I} - \tilde{D}^{\text{act}}) : \tilde{\sigma}, \tilde{D}^{\text{act}} = \tilde{P}^+ \tilde{P}^+ d \quad (1-25)$$

其中 d 是损伤标量。如果所有的主应变都是拉伸状态，则 $\tilde{P}^+ = \tilde{I}$ ， $\tilde{D}^{\text{act}} = d \tilde{I}$ 表明裂纹全部被激活，当前激活损伤处于各向同性状态；如果所有的主应变都处于压缩状态，则 $\tilde{P}^+ = \tilde{0}$ ， $\tilde{D}^{\text{act}} = \tilde{0}$ ，表明当前状态裂纹全部闭合，没有激活损伤。类似地，还有 G. Swoboda, Q. Yang^[69]给出的有效损伤定义：

$$\tilde{D}^e = \tilde{P}^+ : \tilde{D} \quad (1-26)$$

有关细节可参阅 Ortiz^[67], Yazdani, Schreger^[70], Krajcinovic^[71], J. C. Simo^[72], J. W. Ju^[68], Lubarda V. A., Krajcinovic D.^[73]等人的著作。

采用以上唯象方法建立的本构模型为工程结构的损伤分析提供了强有力的工具，在工程计算中得到了广泛的应用。但它的缺点也是显而易见的，由于损伤变量和热力学势函数的选择往往从损伤引起的力学效应来定义，带有任意性，更多是基于数学上的方便，而不是微观裂纹的物理解释，因此不能明确的反映材料细观结构的变化。

2、细观法

尽管唯象的方法对脆性材料的有效模型提供了一种可行的本构框架，但并不能对材料的细观结构给出概念性的描述，因此发展细观损伤理论是十分必要的。对于脆性材料，目前关于微裂纹群的细观研究主要集中于宏观刚度（柔度）的预测，还不能很好地解决微裂纹群的演化以及预测强度等问题。

研究微裂纹的有效刚度（柔度）的方法，主要有 Taylor 方法、自治方法、微分方法和 Mori—Tanada 方法等^[74-77]。Taylor 方法也称为稀疏分布方法或非相互作用（non-interacting）方法。这种方法认为每个微裂纹处于没有损伤的弹性基体中，微裂纹受到的载荷等于远场应力，并且每个微裂纹周围的应力场与其它微裂纹无关。自治方法的基本思想是把每个微裂纹置于具有自治等效模量的基体材料中，分析单个微裂纹的变形及其引起的模量变化，然后对所有微裂纹取总体平均。目前 Taylor 方法和自治方法应用得多一些。关于这些方法的详尽介绍可参见 Nemat-Nasser 和 Hori^[74]的专著及 Kachanov^[75]的综述。如 L. G. Margolin^[76]通过 Taylor 方法考虑了不同的应力状态引起的微裂纹张开和闭合效应对有效柔度张量的影响，Budiansky 和 O'Connell^[62]用自治方法研究了裂纹闭合的影响。但正如 Kachanov^[75]所指出的那样，自治方法实际上产生了比 Taylor 方法更大的误差，而 Taylor 方法由于微裂纹的屏蔽作用和应力放大作用相抵消，适用的范围比预期的要广泛得多。此外，Kachanov^[75], Krajcnovic^[77]等采用滑移型裂纹模型研究了脆性材料在压缩载荷下的非线性应变，这种裂纹模型可以解释材料的剪胀特性。

细观力学模型的主要优点是描述微裂纹起始和生长的能力，它在处理微裂纹引起的各向异性和微裂纹的张开与闭合效应时有更大的优势，但具有以下缺点：

- 对处理弱相互作用有较好的精度，但难以处理微裂纹的强相互作用；
- 不能解释塑性变形；
- 推导复杂，通过对复杂的区域积分求解，难以给出解析解。

通常很难嵌入工程应用的数值计算代码，需要做更多的简化才能在实际中应用。因此，如何选择合理的损伤就是能将导出的公式简化到适用于工程计算的水平，这对损伤力学提出了新课题。

1.2.3.3 损伤的演化和含损伤的本构模型

由于目前处理微裂纹群的演化问题尚没有比较好的解决方法,所以工程中处理损伤的演化往往只能给出经验的或半经验的公式,基于断裂力学的工作也是作了很多的简化和假设,还没有形成比较统一的确定损伤演化的方法和某种占优势的理论。下面对目前的几种损伤演化模型和含损伤本构模型作简单介绍。

1、动态损伤累积模型

基于 Tuler & butcher(1968)^[78]等人的工作, Davison & Stevens^[79]给出了如下形式的损伤演化方程:

$$\dot{D} = \dot{D}(\sigma, D) \quad (1-27)$$

当 \dot{D} 不依赖 D 时,上式称为简单累积型的损伤演化方程,否则称为复合累积型的损伤演化方程。Davison & Stevens 认为, \dot{D} 的选取应满足以下假设:

- ① 存在阈值 σ_0 , 作用力低于了 σ_0 时, 损伤不发展。
- ② 拉应力越大, 损伤演化越快。
- ③ 当损伤达到某一极限值时材料完全破坏。
- ④ 存在内聚极限应力 σ_c , 当应力达到该值时, 发生瞬态破坏。

这种损伤模型形式简单, 便于嵌入数值计算, 因此虽然提出的时间较早至今仍被不少学者采用, 如朱兆祥^[80]、陈大年^[81]、Eliezer & Gilath^[82]等。

2、NAG 模型

Curran、Shockey、Seaman^[83,84]等人根据实验观察和 McClintock^[85]、Batdorf^[86]的理论分析, 提出了一种考虑微裂纹成核和生长 (Nuclear and Growth) 的损伤演化模型。假定微缺陷的累积数密度具有如下分布形式:

$$N = N_0 \exp(-R / R_0) \quad (1-28)$$

其中 N 表示尺寸大于 R 的缺陷数, R_0 为微缺陷分布的特征尺寸, N_0 为微缺陷总数。于是损伤的累积最后可归结为求单位体积内微缺陷总数的变化率 (成核率) \dot{N}_0 和微缺陷长大率 \dot{R} 的问题。早期的 NAG 模型是针对微孔洞型损伤建立的, 后来 Seaman^[87] 等对 \dot{N}_0 和 \dot{R} 进行修正, 将其推广用于岩石、混凝土等脆性材料的微裂纹型损伤, 认为裂纹的成核和扩展取决于垂直作用在裂纹面上的拉应力, 最后给出的成核率和生长率公式为:

$$\dot{N}_0 = \dot{N}_c \left[\exp \frac{\langle \sigma_n - \sigma_{n0} \rangle}{\sigma_{nr}} - 1 \right] \quad (1-29)$$

$$\dot{R} = \frac{\langle \sigma_n - \sigma_{g0} \rangle}{4\eta} R \quad (1-30)$$

其中 σ_n 是断裂面上的拉应力, σ_{n0} 是临界成核应力, σ_{nr} 是参考应力, 表示成核速度对应力的灵敏度, \dot{N}_c 是临界成核速度, σ_{g0} 是裂纹扩展阈值,

$$\sigma_{g0} = \sqrt{\frac{\pi}{4R}} K_{IC}, \quad (1-31)$$

K_{IC} 是断裂韧度, R 是裂纹半径。

3、TCK 模型

Taylor、Chen 和 Kuszmaul^[88]提出了一种损伤本构模型 (简称 TCK 模型) 来描述油页岩在爆炸载荷下的动态断裂行为。该模型根据 Grady 和 Kipp^[89]通过假设裂纹服从 Weibull 分布给出的单位体积的裂纹数目和 Grady 的名义破碎块度半径公式, 得到了裂纹密度 C_d 的表达式, 并进一步得出了 C_d 的演化关系式:

$$\dot{C}_d = \frac{5}{2} \frac{km}{(3K)^{m-1}} \left(\frac{K_{IC}}{\rho C}\right)^2 p^{m-1} \dot{\epsilon}_v \dot{\epsilon}_{\max}^{-2} \quad (1-32)$$

其中 K_{IC} 是断裂韧度, C 是一维波速, $C = \sqrt{E/\rho}$, $\dot{\epsilon}_{\max}$ 是最大体应变率。并利用 Budiansky & O'Connell^[62]的自治模型明确了裂纹密度 C_d 与有效体积模量、有效泊松比的关系。上述损伤模型适用于体积拉伸状态, 而当岩石处于体积压缩状态时则近似作为理想弹塑性材料来处理。

A. M. Rajendran 和 J. L. Kroupa^[90]对 TCK 模型进行了修正, 在拉伸载荷下加载和卸载采用不同的应力路径。该模型相当于认为, 在压缩和拉伸卸载条件下裂纹全部闭合; 同时考虑了损伤和应变率对压缩强度的影响,

$$Y = Y_s(1 + B \ln \dot{\epsilon})(1 - D) \quad (1-33)$$

其中 Y_s 是静态压缩强度, $\dot{\epsilon}$ 是等效塑性应变率, D 是损伤

与 TCK 模型类似, L. Q. Liu、Hong H 等也提出了用于计算爆破的损伤模型, 这里不再一一叙述, 可参见文献^[91,92]。

4、JH 模型

Johnson & Holmquist^[93]提出了一种考虑剪胀效应引起静水压增高和损伤引起强度软化的模型。损伤定义为累积应变与断裂应变的比值, 类似于 Johnson & Cook^[94]的金属断裂模型:

$$D = \sum \frac{\Delta \epsilon_p}{\epsilon_p^f} \quad (1-34)$$

其中断裂应变 $\epsilon_p^f = D_1(p^* + T^*)^{D_2}$, 是静水压力的函数。强度随着压力、应变和损伤的变化由一系列经验关系给出:

$$\sigma^* = \sigma_i^* - D(\sigma_i^* - \sigma_f^*) \quad (1-35)$$

$$\sigma_i^* = A(p^* + T^*)^N (1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*) \quad (1-36)$$

$$\sigma_f^* = B(p^*)^M (1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*) \quad (1-37)$$

其中带*的量分别为等效应力 σ ，无损等效应力 σ_i ，破坏后等效应力 σ_f ，静水压力 p ，材料能承受的最大平均拉力 T 以及等效应变率 $\dot{\varepsilon}$ 除以各自的参考值得到的无量纲量。考虑到损伤累积引起的体胀行为，静水压的表达式为：

$$p = K_1 \mu + K_2 \mu^2 + K_3 \mu^3 + \Delta p \quad (1-38)$$

其中 Δp 是考虑体胀以后对静水压的修正。设偏应力的弹性内能损失 ΔU 可以通过压力的增加 Δp 转化为静水压势能，于是

$$\Delta p^{t+\Delta t} = -K_1 \mu^{t+\Delta t} + \sqrt{(K_1 \mu^{t+\Delta t} + \Delta p^t)^2 + 2\beta K_1 \Delta U} \quad (1-39)$$

其中 β 是偏应力弹性能转化为静水压势能的百分比；

$$\Delta U = \frac{\sigma^2(D^t) - \sigma^2(D^{t+\Delta t})}{6G} \quad (1-40)$$

5、Rajendran-Grove 模型

Rajendran^[95]提出了一种考虑微裂纹扩展和孔隙塌陷效应的本构模型来描述陶瓷材料的复杂行为。损伤被定义为平均裂纹密度，为简单起见，假设微裂纹在加载前预先分布，没有考虑微裂纹成核效应，利用断裂力学准则刻画了拉伸和压缩载荷下不同的损伤过程。根据预先假设的微裂纹分布，损伤可以表示为最大裂纹长度的函数，损伤的演化最后归结为最大微裂纹长度的演化，由广义 Griffith 准则给出，令：

$$\dot{a}_{\max} = n_1 C_R \left[1 - \left(\frac{G_C}{G} \right)^{n_2} \right] \quad (1-41)$$

其中 C_R 是瑞利波波速， G 是不同损伤模式下的应变能释放率。

孔隙塌陷效应通过一个与压力和孔隙度有关的屈服面得到，表达式为：

$$F = [2 + (1-f)^2] J_2' + \frac{1-(1-f)^2}{3} I_1^2 - \delta(f) Y_m^2 = 0 \quad (1-42)$$

其中 $\delta(f)$ 是 f 的递减函数，满足 $\delta(0) = 1$ ， $\delta(f_{cr}) = 0$

孔隙和微裂纹对模量弱化根据 Margolin^[76]的非相互作用裂纹和球形孔洞公式给出。

类似于 Rajendran 的做法，Nicolas Burlion 等^[96]应用 Gurson 模型^[97]来处理脆性多孔材料的孔隙塌陷行为，提出了一种同时考虑了拉伸损伤和压缩损伤的模型，定义损伤量为 $D = d + \delta$ ，其中拉伸损伤 d 在应变空间由弹性拉应变控制的损伤加载函数给出，压缩损伤 δ 定义为孔隙的体积百分比，由 Gurson 屈服面、相关流动法则和一致性条件得到。模型可以反映混凝土脆性断裂和孔隙压实现象及由此产生的体模量的增

加。

此外，白以龙等^[18,19]研究了微损伤统计演化的理论描述方法，根据相空间理论提出了微缺陷系统演化的基本守恒方程。

从上述模型可以看出，尽管作为本构模型研究内容一部分的含损伤模型的建立方法已经逐渐成熟，但到目前为止，一个为大家普遍接受的损伤模型尚未出现，不同的学者从不同的损伤模式和研究方法得到了脆性材料的不同损伤模型。目前由于这方面理论上的研究还很不成熟，真正的从细观理论出发的脆性材料损伤模型并不多，很大一部分损伤模型是从韧性材料的损伤模型改进推广用于脆性材料的。而即使从断裂力学出发的基于细观的损伤模型，也由于细观机制过于复杂，应用到实际中还需要进行经验修正，因此损伤的演化规律离不开唯象的手段，但对细观机制的深入研究有助于减少模型参数，并为损伤演化提供必要的定性的分析。因此宏细观相结合的研究方法必将成为建立损伤模型的总体趋势。

1.2.3.4 损伤与破碎的关系

岩石的破碎是由许多不同尺度下的裂纹扩展而成的。裂纹在应力波的作用下起裂、成核、贯通，最后形成宏观破坏。有研究表明：岩石破碎后形成的新的表面只占总表面的少部分，大部分是由岩石中的原裂纹面组成。由此可知岩石的破碎与岩石的损伤有一定的关系。

Grady-Kipp^[98,99]损伤模型便是考虑了岩石内部的各种裂纹、缺陷在张性力作用下不断的被活化和生长，最终导致岩石破碎的。这里破碎定义为损伤因子为 1 的情形，即：

$$D(t_f) \equiv 1 \quad (1-43)$$

t_f 为岩石完成破碎所对应的时间。采用 Shockey^[100]等人的研究结果，即认为碎片尺寸 L 的分布与损伤分布函数间的关系为：

$$f(L) = \frac{1}{2} d(L/2, t_f) \quad (1-44)$$

这里 L 对应于裂纹半径为 $L/2$ 的碎片尺寸。 $d(r,t)$ 为损伤分布函数。

根据其损伤演化：

$$D(t) = \frac{4}{3} \pi C_g^3 \int_0^t n'(\varepsilon) \dot{\varepsilon} (1-D)(t-\tau)^3 d\tau \quad (1-45)$$

式中 C_g 为裂纹活化后就很快趋近于的恒定断裂生长速率， n 为活化的内部缺陷数，它服从 Weibull 分布， $n = k\varepsilon^m$ ， τ 为在时间 $0 \sim t$ 区段活化开始的时刻。

考虑到 $r = C_g(t - \tau)$ ， $\tau = (t - r/C_g)$ ，有：

$$D(t) = \int_0^{C_g t} d(r, t) dr, \quad (1-46)$$

$$d(r,t) = N(r,t) \frac{4}{3} \pi r^3, \quad N(r,t) = \frac{1}{C_g} \dot{N}(t-r/C_g) \quad (1-47)$$

由式(1.44), 累积的碎片分布函数为:

$$F(L) = \int_0^L f(l) dl \quad (1-48)$$

这实际上对应于爆破破碎中所得到的筛分分析的筛下累计。

目前, 对岩石破碎后的产生物的量测方法主要有: 筛分法、经验公式法、摄影法等, 然而由于其产生物的尺寸分布非常复杂, 所以许多学者引进了分形理论来分析其块度的分布, 研究表明: 其块度分布具有良好的分形结构^[101~104], 完全可以用分形维数来表征其分布特征。即:

$$N(1/b^i) = k[1/b^i]^{-D}, \quad i = 0, 1, 2 \dots \infty \quad (1-49)$$

式中 $N(1/b^i)$ 为第 i 层的元素数目, k 为单位长度中的激励数, b 是尺度因子, $b > 1$, D 是分维数。

对于破碎块度的分形维数的研究有两种方法: 基于能量的方法, 即把块度分布的分形维数与所需能量联系起来, 如: Engleman 等(1988)^[105]用最大熵值法研究表明由式(1.49)所得的块度尺寸分布不是太大, Nagahama(1993)^[106]和 Yong 以及 Hanson(1996)^[107]推导出了块度分布的理论表达式, 它是能量密度的函数; 基于可靠性的方法, 即把块度分布的分形维数与破碎前的材料几何特征通过统计的方法联系起来, 如: Aharony 等(1986)^[108]用渗透理论从立方体晶格的连结键的集聚中预测了其块度分布, Matsushita(1985)^[109], Turcotte(1986,1989)^[110], Rieu & Sposito(1991a)^[111], Crawford 等(1993b)^[112]以及 Perfect(1997)^[113]提出了一系列的模型, 他们从原材料几何特征中用失稳的可靠度预测了其块度分布。详细情况请参考文献[113]。

1.3 本文研究的主要内容及工作

由于岩石动态断裂过程的复杂性, 目前所有的研究工作都是针对此过程的一定阶段、一定现象、一定参量的动态变化规律进行研究, 而对于它们之间的联系以及相关方面的研究甚少, 并且以此为出发点而从微观、细观与宏观三个层次系统地研究岩石动态断裂过程更是缺乏。因此本文根据上述岩石动态断裂过程所涉及到的三个主要部分的研究现状, 针对其所存在的问题进行如下几个方面进行研究:

首先, 针对冲击载荷作用的特点, 对岩石的动态响应从微观、细观与宏观三个层次进行划分。然后分别基于此三个层次运用不同的方法对岩石动态断裂过程机理进行深入而又系统的研究。对于岩石在冲击载荷作用下的微观响应机理, 根据其绝热作用过程或准绝热作用过程, 利用微观物理动力学以及热力学原理, 将对岩石动态断裂过

程中的热力学破坏条件进行探讨。

其次，从两方面对岩石在冲击载荷作用下的细观响应机理进行分析：缺陷在应力波作用下的稳定性和应力波在缺陷作用下的稳定性。对于断裂动力学，虽然在裂纹受垂直冲击或剪切冲击作用的研究已有很长足的进展，但对于应力波斜入射作用于裂纹的研究却少见报导，且关于其最优断裂等问题的研究更少，因此，本文将通过解析分析与数值分析两种方法，对有限尺寸裂纹在冲击荷载作用下的动态响应进行详细的研究，以期得到一些与实验相符的规律，同时对最优断裂问题进行探讨；而对于应力波传播方面，尽管人们对应力波传播的一般规律的研究较为完善，但对于各种不同缺陷处应力波的传播规律还有待于进一步的完善，特别是在岩石动态断裂过程中，各种缺陷的变化对应力波传播所产生的影响的研究还是空白，因此本文将对应力波在软弱结构面以及节理裂隙处传播的特征进行系统研究，并将针对岩石动态断裂过程中的应力波波形畸变的问题进行探讨。

最后，将对冲击荷载作用下岩石的动态断裂过程的宏观响应的两个方面，即损伤与破碎，进行研究。虽然损伤力学已经成功地应用于岩石力学并提出了许多模型，但由于岩石的复杂性以及损伤力学本身的缺陷，在研究岩石的动态断裂过程有必要从损伤的本质出发，更好地应用损伤力学来揭开岩石复杂的动态响应。同时，对于岩石的破碎以及破碎后块度分布预测等方面的研究还远远不够。因此，本文将基于能量原理，拟定采用分形理论把损伤的概念推广到破碎阶段，进而提出直接用分形损伤来描述破碎后的块度分布。

本课题来源于国家自然科学基金：动静组合载荷耦合下的岩石破裂特征与能量耗损和中应变率段岩石动态本构关系与累积损伤实验研究，以及中南大学研究生教育创新工程：岩石动态断裂下应力波畸变与能量耗散研究。此研究将是对岩石冲击动力学理论体系更进一步的完善，同时它将使岩石动态断裂理论更好的应用于工程实践，对更精确地评价安全生产有着重大的理论与实践意义。

第二章 冲击载荷作用下的基本特性

考虑到惯性效应以及应变率效应, 动态问题比静态问题要复杂得多。再加上岩石材料的复杂性, 动态问题不仅在数学处理上难得多, 在物理上也复杂得多。有些物理现象如得不到正确认识, 数学分析往往导致错误的结果。同时, 物理上的复杂性也使实验研究工作变得困难。因此有必要在研究岩石动态断裂机理之前对此问题涉及到的基本概念以及研究范畴进行阐述。

2.1 静态、“准”静态和动态的定义

对于动静态加载的含义至今尚无统一和严格的规定, 但为了区分静态载荷与动态载荷, 在不同的研究领域, 人们引用了某些物理量对时间的变化率作为度量的参考。这些物理量分别有: 应变率、加载速率等。

2.1.1 应变率

众所周知, 应变 ε 作为一个无量纲量是材料在受力后其变形大小的度量。而应变率 $\dot{\varepsilon}$ (单位为 s^{-1}) 则是变形快慢的度量。如表 2-1 所示, 它便是按加载时的应变率大小而划分的几种荷载状态^[12,114-116]。

表 2-1 按应变率分级的荷载状态

应变率 $\dot{\varepsilon}$ (s^{-1})	$<10^{-5}$	$10^{-5} \sim 10^{-1}$	$10^{-1} \sim 10^1$	$10^1 \sim 10^3$	$>10^4$
荷载状态	蠕变	静态	准动态	动态	超动态
试验设备	蠕变试验机	普通液压和刚性伺服试验机	气动快速加载机	霍布金逊压杆及其变形装置	轻气炮 平面波发生器
动静明显区别	惯性力可忽略		惯性力不可忽略		

另外, 不同的学者对应变率范围的划分也不尽相同。如在文献[25]中当 $\dot{\varepsilon}$ 低于 $10^{-5}s^{-1}$ 时, 属于静态范围; 当 $\dot{\varepsilon}$ 介于 $10^{-5}s^{-1}$ 和 $10^{-3}s^{-1}$ 时, 属于准静态(quasi-static)范围, 应变率效应可略去不计; 当 $\dot{\varepsilon}$ 高于 $10^{-3}s^{-1}$ 时, 已经进入材料的应变率敏感区域, 一般应变率效应不能再忽略, 此时所研究的问题称为动态问题。Lindhholm^[117]认为准静态应变范围介于 $10^{-5}s^{-1} \sim 10^{-1} s^{-1}$ 之间, 而 Campbellell^[118]则认为准静态应变率范围介于 $10^{-4}s^{-1} \sim 10^{-2} s^{-1}$ 之间。Campbellell^[118]还认为低应变率为 $10^{-4}s^{-1} \sim 10^{-1} s^{-1}$ 之间, 中应变率为 $10^{-1}s^{-1} \sim 10^2 s^{-1}$ 之间, 高应变率为 $10^2s^{-1} \sim 10^4 s^{-1}$ 之间。

应该指出的是, 只有应变率的数量级是主要的, 所以一般情况下只提及它的量级。

高应变率下工程材料的力学行为和准静态下有很大不同。如应变率提高时，材料的屈服极限和硬化指数也随之提高。岩石是属于对应变率敏感的材料。

2.1.2 加载速率

加载速率，在固体力学中通常是指外载荷 σ 随时间的变化率，用 $d\sigma/dt$ (或 $\dot{\sigma}$) 表示。加载速率的高低不同，对材料性能的测试有影响，同样对物体 内位移和应力也有影响。那么，加载速率大到什么程度时，必须作动力学分析呢？这不仅与外载荷变化迅速程度有关，也和结构物内在因素有关。通常判断加载的迅速程度，要同结构物的固有频率进行比较。作为一条规则，如果作用载荷从零增加到最大值所需的时间小于结构物自然振动周期的一半时，由于惯性力效应形成的应力波就必须予以考虑^[119]。

在断裂力学中，为了方便往往以用应力强度因子 K 对时间的变化率 dK/dt (或 \dot{K}) 来表示加载速率，它的单位是 $\text{kgf}\cdot\text{mm}^{-3/2}/\text{s}$ (或 $\text{N}\cdot\text{mm}^{-3/2}/\text{s}$)，而 \dot{K}_I 的单位是 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$ 。

同样针对应力强度因子率 \dot{K}_I 有如下的分类：

- ① 当 $10^{-3}\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s} \leq \dot{K}_I \leq 10^3\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$ 时，属于准静态断裂范围；
- ② 当 $10^3\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s} \leq \dot{K}_I \leq 10^5\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$ 时，属于动态断裂范围；
- ③ $\dot{K}_I > 10^5\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$ 时，属于高速或短脉冲载荷作用下的断裂；

另外，对于断裂动力学加载，也可以大致进行如下分类：

1、静载情况：实验中裂纹起始断裂的特征时间以秒为量级或更长。对这种类型的断裂已进行了大量的理论和实验研究，理论基础和实验技术都已成熟，并在实际中得到了广泛的应用；

2、普通动载情况：实验中裂纹起裂的特征时间为毫秒或几十毫秒的量级，应力波长远大于裂尖塑性区各应力强度因子主导区尺寸，裂纹扩展前应力波已在该区域反射多个来回，因此可以作为准静态情况来处理，对此也已开展了大量的研究工作；

3、短脉冲载荷情况：实验中裂纹起始断裂的时间为纳秒量级，应力波长与裂纹尖端区的塑性区或应力强度因子主导区尺寸相当。此时材料的不均匀性以及材料内部的微结构将起很重要的作用。

2.2 冲击载荷的性质与特点

岩石在冲击载荷作用下将引起应力波在岩石中的传播。对应力波的描述包括频谱 (即频率分布)、能量分布，波速，波长等，同时岩石中裂纹或缺陷也有尺寸分布或谱图，这样便能根据载荷作用特点与具体岩石对象确定微观与细观以及宏观尺度的划分标准，并找出分析重点，从而采用相应的方法来对其动态断裂过进行研究。典型的冲击载荷有机械冲击载荷与爆炸冲击载荷。

机械冲击的定义是：动能传播到一个系统，其发生传递的时间比该系统的自由振动周期要短。冲击载荷的这种短历时特征，意味着在材料中会产生很高的应变速率（一般在 $10^1 \sim 10^4 s^{-1}$ 范围内），对材料的变形断裂行为和机制产生重大影响。

爆炸冲击载荷比机械冲击载荷的强度要高得多。爆炸发生以后，气体产物的压力瞬间可达到一万多个兆帕(MPa)，温度达到几千度，在高温高压的爆炸产物的作用下，临近岩石受到强烈压缩，颗粒被压碎，甚至发生液化和汽化，岩石因受爆炸产物的挤压而向外运动，形成一个空腔，同时在岩石中产生一种强冲击波向外传播。随着冲击波传播距离的增加，波阵面压力下降，不再能引起岩石结构的破坏，而只能产生质点的振动，这就是爆炸引起的地震效应。

由爆炸冲击与机械冲击分别引起的典型应力波以及地震波如图 2-1 ~2-3 所示。

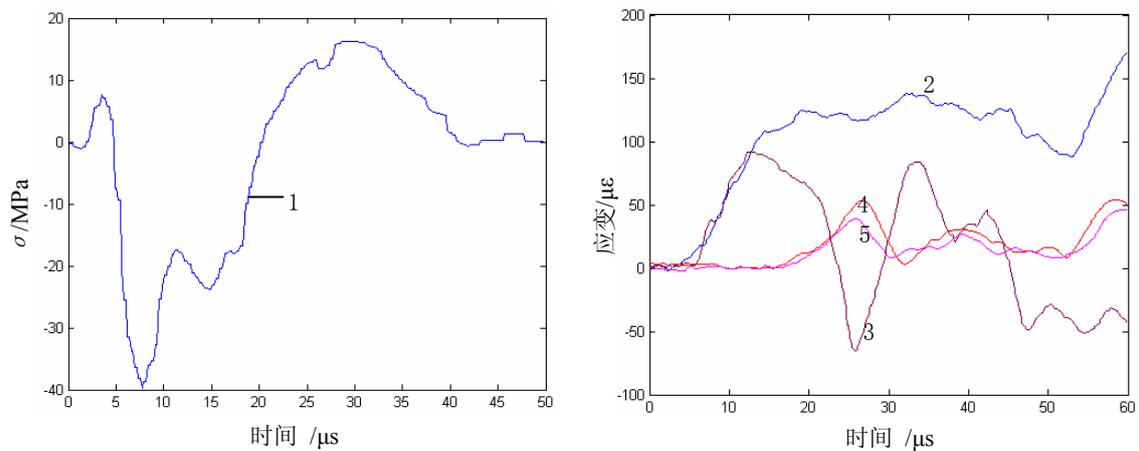


图 2-1 爆炸应力波实测曲线

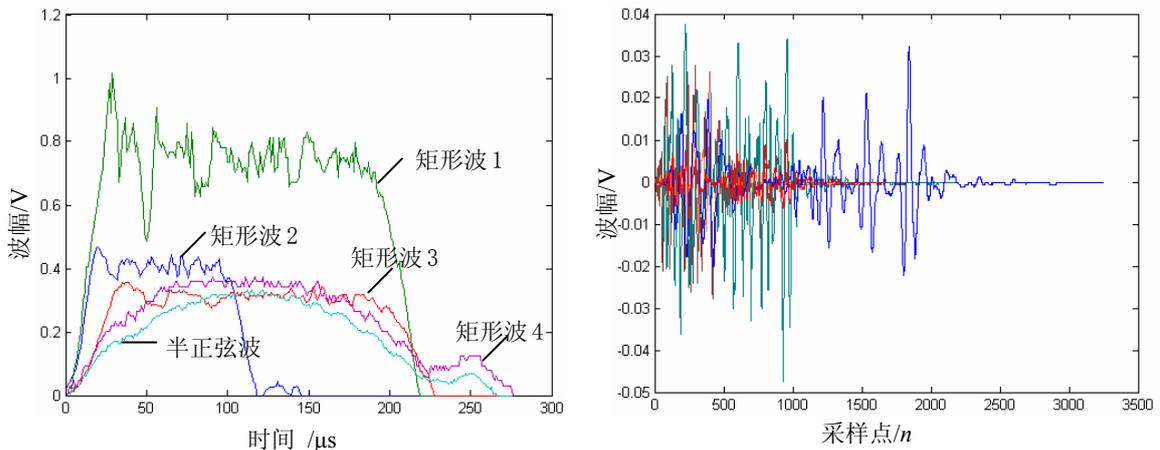


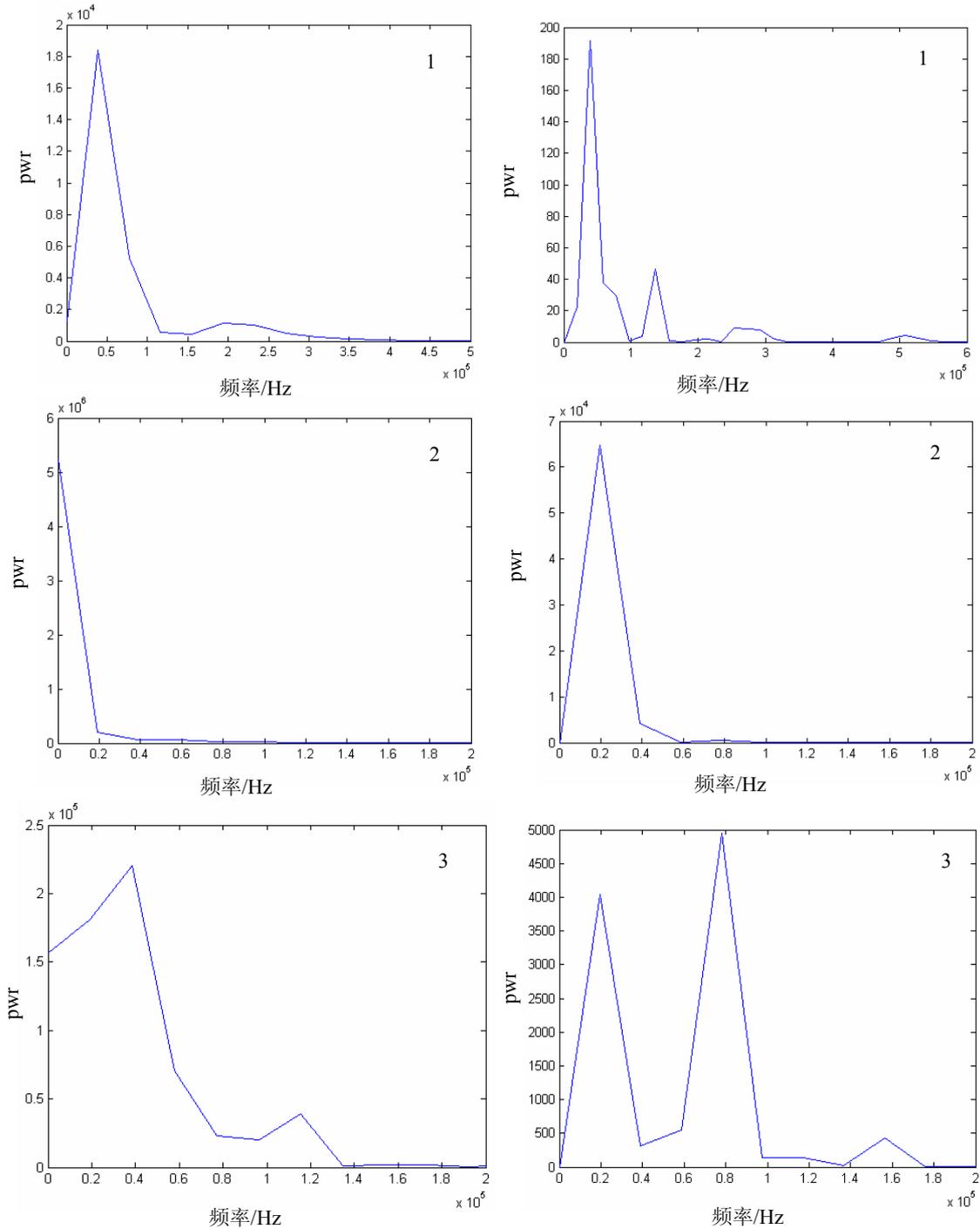
图 2-2 SHPB 上记录的入射波波波形图

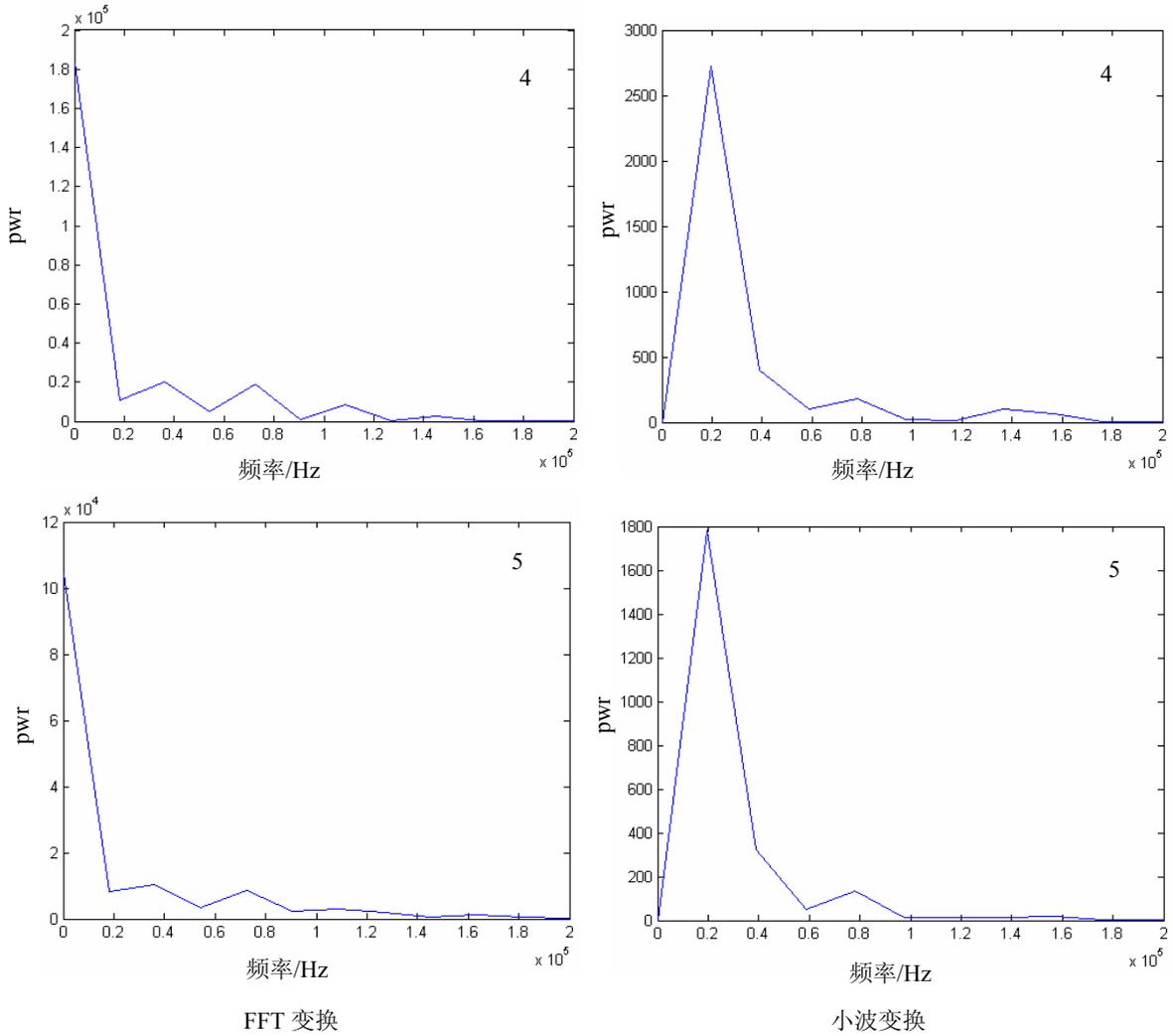
2-3 爆破振动实测曲线

图 2-1 是在室内实验记录到的典型应力波，左图中的应力波测量是在 $1200\text{mm} \times 800\text{mm} \times 350\text{mm}$ 的长方体混凝土模型中进行的，应变传感器埋设在模型中，用于测量径向应力波，与药包中心的相对距离 $\bar{r} = 20^{[120]}$ ；而在右图中，应力波测量是在 $305\text{mm} \times 305\text{mm} \times 254\text{mm}$ 的石灰石块中进行的，应变传感器是以不同位置不同方位的形式粘在岩石表面上，药包有球形与圆柱形两种^[121]。图 2-2 是在霍布金逊压杆上记

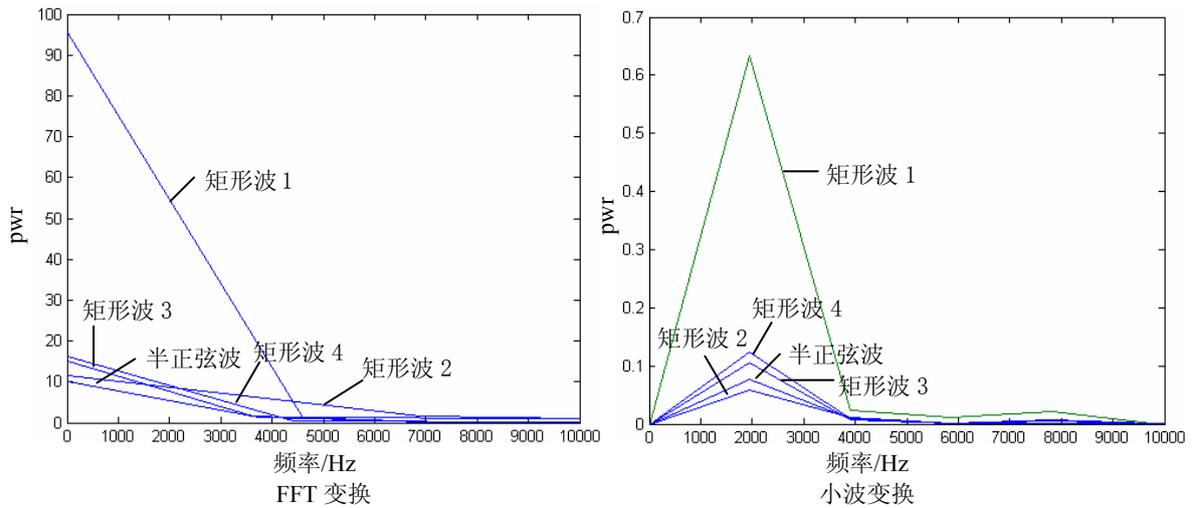
录到的入射应力波波形，它是采用锥形冲头所得到的半正弦加载应力波。图 2-3 是用爆破振动记录仪在一次大爆破中所记录到的爆破振动曲线(magnitude 表示幅值)。

为了分析这三种应力波的特性，即它们的频率分布以及能量在各频带上的分布，分别用傅立叶变换(FFT 变换)与小波(wavelet)变换对其进行了分析，得到它们的功率谱如图 2-4 所示(pwr 表示功率谱)。

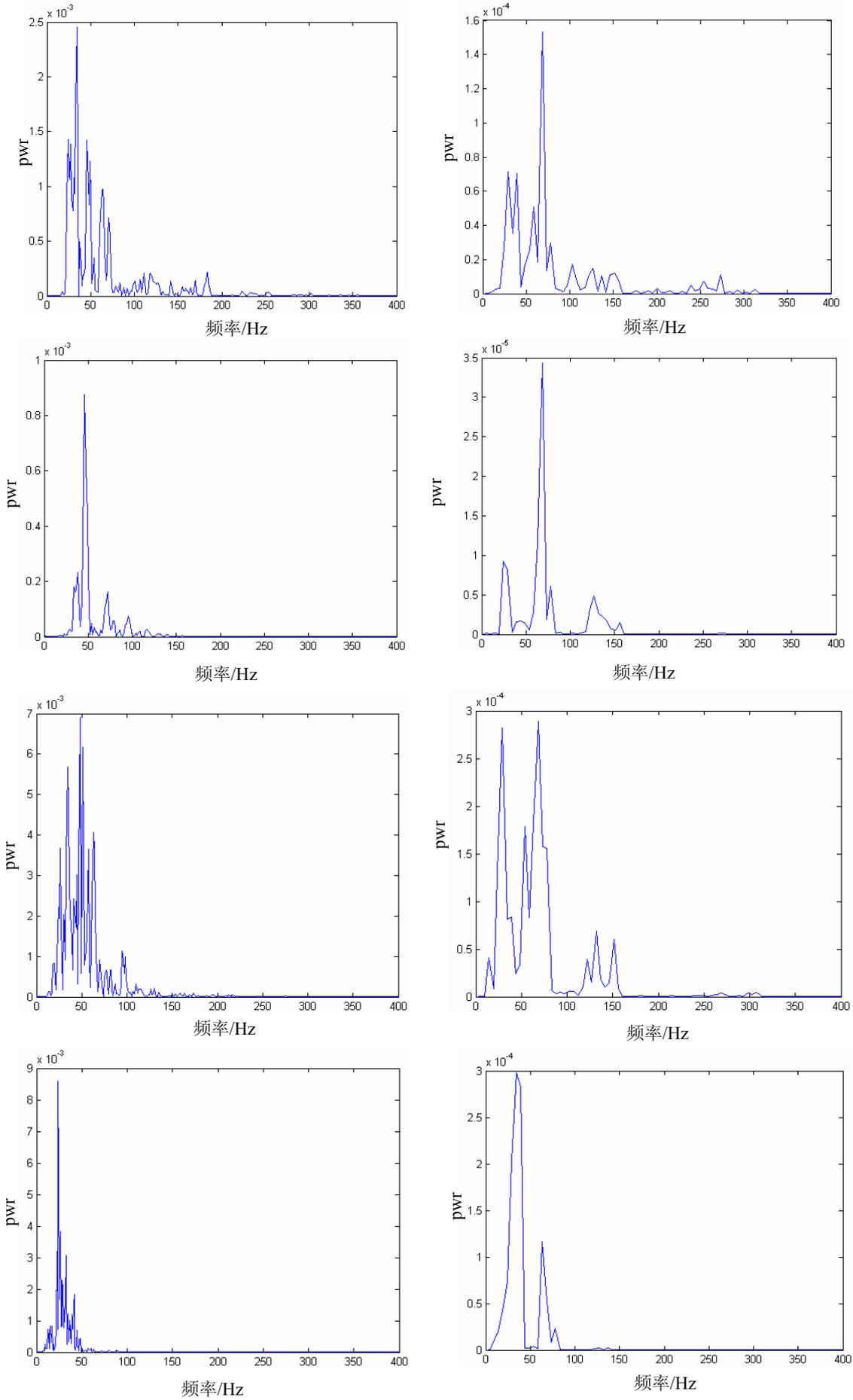


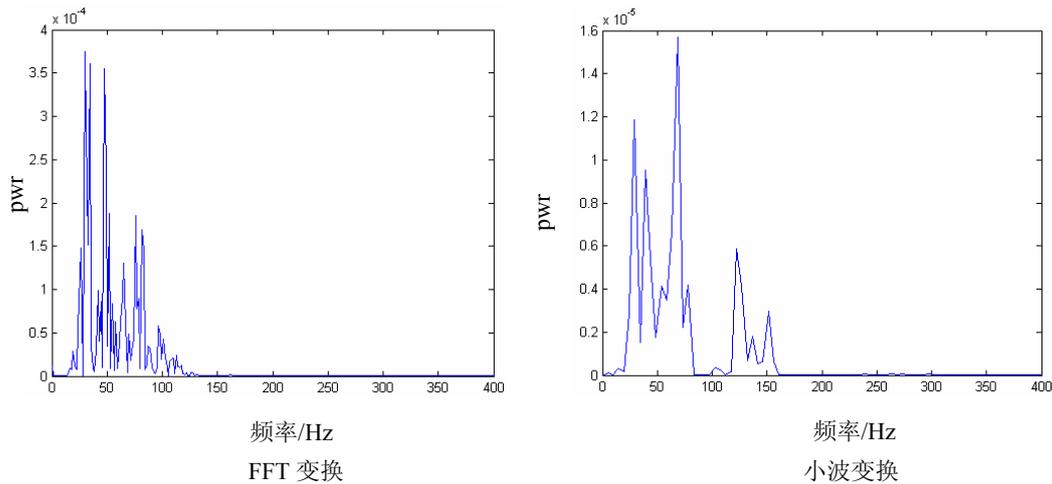


(a)爆炸冲击所引起的应力波的频谱分布图



(b) SHPB 上机械冲击所引起的应力波的频谱分布图





(c) 爆破地震波的振动频谱分布图

图 2-4 三种动态载荷所引起的应力波的频谱分布图

傅立叶变换是从时域到频域互相转化的工具，其实质是把信号波形分解成许多不同频率的正弦波的叠加。这样就将对原信号的研究转化为对其权系数 FFT 变换的研究，它的标准基由正弦波及其高次谐波组成，在频域内是局部化的。

小波分析方法窗口大小(即窗口面积)固定但其形状可改变，即时间窗口和频率窗口都可改变的时频局部分分析方法。在低频部分具有较高的频率分辨率和较低的时间分辨率，在高频部分具有较高的时间分辨率和较低的频率分辨率，从而小波变换具有对信号的自适应性。其优于各种 FFT 变换的地方就是在频域及时域上同时具有良好的局部化性质^[122]。

由图 2-4 通过对比可知：

① 傅立叶变换与小波变换所得到的频谱分布图大体上是相似的，但在具体细节上的值是不同的，小波变换所得到的结果更准确，更细致。

② 机械冲击所引起的应力波的频谱分布比爆炸冲击所引起的应力波的频谱分布形式要单一。

③ 爆炸应力波的频谱分布范围较宽，形式较简单，同时，在其传播过程中的衰减非常迅速，很快就变成了爆破地震波。

④ 对于爆破地震波，其频率显然较小且出现多个主频，其分布形式比较复杂。

2.3 微观、细观与宏观的划分

岩石是由尺寸、形状和矿物成分各不相同的许多颗粒牢固地连接在一起而组成的，颗粒又各自具有不同的物理化学和力学性能。同时，岩石材料中包含有大量的不同尺度下的缺陷。材料的破坏也是从材料中的缺陷由于应力集中而成核开始的。为了

有效地分析和研究这些缺陷在加载作用下的响应以及它对于整个岩石的破坏的影响,必须弄清楚缺陷与应力波的关系以及缺陷尺寸与整体尺寸的关系,才能有针对性地采用与之相应的分析方法以及实验方法,并适当地对所研究的问题进行一定的简化。因此有必要对其研究所涉及的范围(微观、细观和宏观)进行一定的划分。

2.3.1 以静力学为基础的划分

根据其复杂的构造运动历史,岩石可分为火成岩、沉积岩及变质岩。下面是以火成岩、变质岩和某些沉积岩的多种矿物和多晶粒结构为基础,在岩石三个构造水平(微观、细观和宏观)上对其基本的物理力学性状进行分析^[123]。这是传统的以静力学为基础的一种划分。

岩石中微观构造缺陷水平的元素,既可能是原子也可能是构造缺陷(包括空缺和位错)。对于由晶粒组成的岩石,塑性变形开始,便由于各种晶体具有不同的力学和热学性能,引起应力微集中,导致在颗粒内和颗粒边界上造成一些内在的位错。由于应力微集中的作用仅在非常近距离产生影响,因此,在应力微集中区域内,位错发生小距离的移动引起部分粒内应力和粒间应力松弛;另一部分由于晶体间的摩擦阻力作用,引起应力累积并以“封闭应力”的形式存在。“封闭应力”通过“热活化”达到进一步松弛。随着变形过程中位错密度增长,各种物理力学性质之微观不连续性就随之累积,当达到它的某些临界数值时,在比较长的晶格区域内就会丧失剪切稳定性,也就是这些区域中丧失了与作用荷载相适应的能力,进入局部的破坏状态。然而作为传输破坏的位错,只是导致形成与破坏相适应的内部边界,对于任何规模的裂缝扩展都需要积极的旋转。因此,在任意晶相方向的较大距离上,结构的重新排列就成为可能,它们在中等应力集中区产生,经过许多构造单元扩展较大距离。

岩石中细观上构造缺陷水平的元素既可能是颗粒接头(粒内裂缝、沿着多个颗粒的粒间裂缝和沿粒界的裂缝),也可能是构造上边界碎片的分层、夹杂物等。细观构造元素具有明显的内部边界和特殊的物理—力学特征值,它们比微观尺寸大,但又不是宏观尺寸,包含有足够数量的构造元素用来平均描述。在细观水平上的变形过程中,那些早已具有的或者是在塑性变形中形成的子构造元素的任何移动和旋转,都伴随着子构造内部元素的移动和旋转。因此,在子构造内也应当有适应性的塑性变形发展,以保证子构造元素与相邻元素之间的适应性,并以此保持岩石变形的相容性(连续性)。由于在不同尺寸的构造不均匀元素的细观体积中不均匀塑性变形的发展,形成了不均匀的应力场。在最大切应力的方向上就形成局部剪切带,在变形构造元素内局部受变形带约束的区域中,子构造元素内部的剪切变形不可能进一步发展,导致非相容变形的产生,进而导致在该处出现不连续性,称之为细观裂纹。同样,应力集中可以通过这种方式释放掉一部分,还有一部分则以“封闭应力”的形式保存下来。细观裂纹是否还会沿细观构造元素边界或在它内部继续发展,取决于细观构造元素边界的状态、元素

内部或它的边界上是否存在相应的集中或非均质性等等。细观裂纹在变形子构造元素的边界上形成,并且经常沿着局部剪切带扩展。

当这个过程进入到宏观水平(在宏观水平上形成了局部变形带和宏观裂缝)时,便意味着岩石的整体破坏——整体上丧失掉剪切稳定性。可见,加载岩石中塑性变形是一个多阶段、多水平的松弛过程,剪切稳定性的丧失是在微观、细观和宏观水平上依次丧失其局部剪切稳定性的结果。大量的不同尺度的构造元素的相互作用,无论是原始岩石中具有,还是塑性变形过程中形成的,都产生大量的实验中观察到的各种各样的材料性质。每一个构造水平上塑性变形机制的特征,决定着微观、细观和宏观水平上模拟变形过程中的特殊方法。

宏观水平上的描述可利用泛函力学的方法。微观水平对变形过程的贡献可以通过位错泛函理论给出塑性剪切速度和通过材料对剪切抗力的贡献来考虑。细观水平对变形过程的模拟可以在“剪切+旋转”变形图景下,通过考虑细观构造元素的演变和新的细观子构造元素的形成来实现。

2.3.2 以动力学为基础的划分

本文将在微观、细观和宏观水平上依次考虑岩石在冲击载荷作用下从局部起裂到整体破坏的过程和机理,也就是研究岩石中各尺度水平上缺陷的动态响应以及它们之间的相互影响与联系。在此,对微观、细观以及宏观的尺度划分标准与传统固体力学中的标准有所不同。

在论述划分标准之前,首先对要涉及到的应力波波长进行定义。这里所说的应力波波长是指在由冲击载荷作用下所形成的应力波中能量分布最大的谐波波长,如 2.2 节中小波分析所得的波的主频所对应的波长,而对于有几个重要频带的应力波,当以能量最多的频带所对应的平均波长为应力波波长。

而在本文中主要是以其相应的应力波波长、缺陷尺寸以及研究对象尺寸的比较作为微观、细观与宏观尺度的划分标准,这主要是基于以下几个方面来考虑的:

首先,确定所进行的研究是需要考虑动态效应的。Achenbach^[124,125]指出:当加载延时与应力波在试样中从加载点传播到最远的地方时所需时间是处在同一个数量级时,加载的惯性效应才显得重要。然后再分别从三个层次上对其动态响应进行有必要的研究。

对岩石在冲击载荷作用下的动态响应进行微观层面的研究时,主要是考虑到岩石中缺陷的尺寸远小于应力波波长,此时应力波对缺陷的作用可以相当于一个静态载荷的作用,即分析缺陷的响应时可把它看成是在一个均匀力场的作用下,其动态效应可以忽略不计;但又与一般的静态载荷作用不同,亦即它不是一个等温作用过程,而是一个绝热或准绝热作用过程。

而当岩石中缺陷的尺寸大于应力波波长时,应力波将在缺陷处传播一段时间,从

而使整个缺陷受力不均匀。应变率越大，受力越不均匀，应力越集中，从而缺陷的结构动力响应表现越突出。所以此时应是细观尺度上的动力问题，即缺陷与应力波的相互作用的问题。

对于岩石在冲击载荷作用下的宏观动态响应，主要是针对其宏观现象出现规律的研究，即其整体结构动力响应。由于它是微观以及细观响应的耦合效应，所以更显得具有离散性。这时应力波最小谐波波长都远大于颗粒特征尺寸，但仍属于动态研究范畴。而准静态理论适合于此条件下的动力分析。

2.4 尺寸效应^[126]

国际上公认的尺寸效应的研究分为三种类型：(1)统计尺寸效应；(2)能量释放的尺寸效应；(3)微裂纹或断裂的分形特性引起的尺寸效应。下面分别详细地阐述它们。

2.4.1 统计尺寸效应

固体力学中，尺寸效应只有在很早的时期和近期得到关注。早在 15 世纪 Léonardo da Vinci 曾做过测定铁丝强度的试验，讨论尺寸效应问题。针对 Léonardo da Vinci 夸张的尺寸效应观点，1638 年 Galileo 从哲学的角度对它进行了批驳，他提出“在一条绳子的不同点剪断该绳，肯定不会使剩余的那部分变得更结实”。1686 年，Mariotte 根据物质的非均匀性，即该物质的绝对阻力在某一地方会比另一地方小，定性地创建了尺寸效应的统计理论。

断裂力学的创始人 Griffith 有效地把断裂力学融入尺寸效应的研究中。他在实验中发现，玻璃纤维的直径从 0.107mm 变化到 0.003 mm，其名义强度将从 291.45MPa 提高到 3382.99MPa。他认为材料的失效是由于材料内部存在缺陷，玻璃纤维的直径越小，它内部包含缺陷越少或者说它包含缺陷的概率越小，因此材料的强度获得了极大的提高。Griffith 实质上提出了由于强度随机性而引起的统计尺寸效应的物理基础。

除了 Griffith 的这种工作，其他力学研究者很少考虑材料的尺寸效应问题，因此直到大约 1980 年还普遍认为，如果能观察到尺寸效应的话，那一定具有统计性。统计尺寸效应的理论最终是由 Weibull 在 1939 年定性地提出并进而系统地形成一套理论，并用一个具有门槛值的幂函数律来描述强度极值分布律。1980s 以后的大部分工作是完善、应用和证实 Weibull 理论，在统计学中把它简称为 Weibull 分布。当然，现在知道只有下列两种结构适用于 Weibull 分布：(1)一旦出现缺陷便扩展为裂纹并马上断裂的结构。(2)失效仅造成可忽略应力重新分布的一小块断裂扩展区的结构，如金属疲劳断裂就是属于这种 Weibull 分布。

Weibull 类型的尺寸效应不能应用于准脆性材料断裂，其原因在于稳定的裂纹扩展，尤其是断裂过程区中的局域损伤，引起应力重新分布。如果将 Weibull 概率积分

应用于重新分布的应力区，对于在裂缝尖端有很高应力峰值的应力区域，积分的主要贡献来自于断裂过程区、最重要的一点是断裂过程区的尺寸独立于结构尺寸 D ，结构其他部分几乎不起作用，这与断裂在断裂过程区外不能发生的事实相一致。因为在不同尺寸的试件中，断裂过程区大小几乎相同。Weibull 的尺寸效应因此失效。

2.4.2 能量释放的尺寸效应研究

Bazant 认为就大多数准脆性材料而言，裂纹起裂时，并不马上破坏。尺寸效应是由宏观裂纹扩展时的应变能耗散引起的。简要地说，准脆性结构的能量尺寸效应，是在断裂时依赖于尺寸的能量释放率和能量耗散率的不匹配造成的。能量释放率一个显著的特点在于其随着试件尺寸的平方增加，而能量耗散率则是随着试件尺寸有比例地增加。因此，在达到匹配时，名义强度必须减小，以降低结构的能量释放率。

最广泛使用的准脆性材料是混凝土，Kaplan 最先研究混凝土断裂力学。他为提出能量释放的尺寸效应理论打下了基础。Walsh 通过试验不同大小且具有几何相似的带切槽的梁，得出：线弹性断裂力学不再适用于混凝土。

能量释放的尺寸效应是由美国西北大学的 Zdenek P. Bazant 教授首次系统地提出的。Zdenek P. Bazant 教授广泛地研究了混凝土（包括纤维增强的混凝土）、岩石、冰（海冰）、复合材料（纤维或颗粒增强）、韧化陶瓷、骨头、灌浆的土壤等准脆性材料。他提出，这类准脆性材料尺寸效应的产生是由于在达到峰值载荷以前，一个长裂纹或一个包含有微裂纹的大断裂扩展区发生稳定的增长，其断裂过程区与结构尺寸相比是不可忽略的。因此，这些准脆性材料尺寸效应的根源是由内因决定的。作为结构的断裂和相应的应力重新分布的结果，这些材料的尺寸效应与储存于结构的能量释放是一致的。

Zdenek P. Bazant 于 1984 年提出了 Bazant 尺寸效应律，如图 2-5 所示。

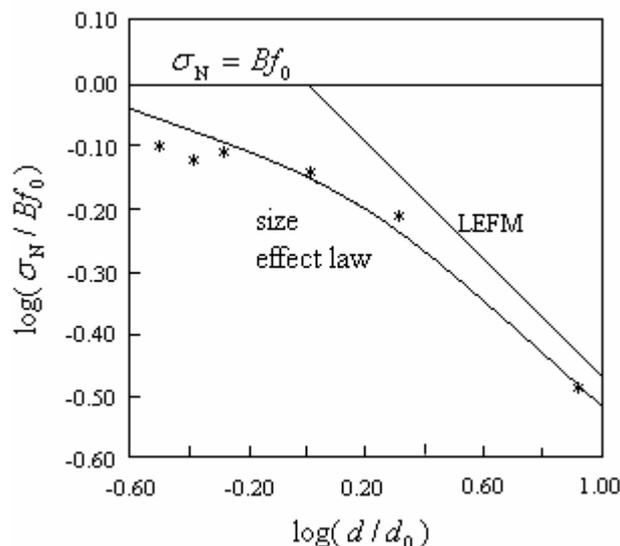


图 2-5 尺寸效应定律

由图 2-5 可知：尺寸效应代表一种塑性力学和线弹性力学的过渡。当结构尺寸非常小，即 $d \ll d_0$ 时， σ_N 不依赖于结构尺寸，它遵循塑性极限或其他应力、应变表征的材料强度准则，也就没有尺寸效应。当结构尺寸非常大，即 $d \gg d_0$ 时，服从线弹性断裂力学，即 σ_N 以 $d^{1/2}$ 比例下降，意味着它在 $\log \sigma_N$ 与 $\log d$ 为坐标的图上可表示为斜率为 -1/2 的直线。然而大多数情况下，准脆性材料的应用都落在这两种极限情况中间的过渡区域，可预计这样的尺寸效应遵循某一过渡曲线：

$$\sigma_N = Bf_t(1 + \beta)^{1/2} \quad \beta = d/d_0 \quad (2-1)$$

其中 f_t 为准脆性材料的抗拉强度， B 和 d_0 为常数，可由实验确定。对 $d \ll d_0$ ，公式为 $\sigma_N = Bf_t = \text{常数}$ ，即尺寸效应不显现（如图所示，近似为直线）；对 d 远大于 d_0 ，公式变为：

$$\sigma_N = Bf_t(\beta)^{1/2} \quad \text{或} \quad \log \sigma_n = -\frac{1}{2} \log d + C \quad (2-2)$$

即为斜率为 -1/2 的斜直线。从尺寸效应定律曲线，可给出塑性极限分析理论和线弹性断裂力学理论的结果，得到水平线和斜线交点。得到在该点处 $\beta = 1$ 或 $d = d_0$ 。显然对尺寸 $d \gg d_0$ 的结构，更接近于线弹性断裂力学理论，即针对脆性材料。对 $d \ll d_0$ 的结构，更接近于塑性极限分析理论，即针对韧性材料。可以看出，通过尺寸效应分析也可以验证断裂准则的正确性。

研究表明，混凝土和岩石压缩断裂也存在明显的尺寸效应。加载率对于尺寸效应的影响为：试件的脆性随着试件的加载率增加而增加，这是由于断裂扩展区周围的应力松弛使得扩展区变小而引起的。

同时，当材料展现与时间相关的材料行为时，例如粘弹性、粘塑性，就促成随时间变化的尺寸效应。理由是材料模型中粘性的存在暗示了特征长度（材料的粘度除以波速和物质密度）和特征时间（在特征长度里波传播的时间）。特征长度对固定时间间隔内的损伤位置进行了限定。因此可能产生像准脆性材料那样联系塑性和线弹性断裂力学的尺寸效应。

2.4.3 微裂纹或断裂的分形特性引起的尺寸效应

岩石与混凝土材料，由于其微观结构的无序性和各种微缺陷(微裂纹、空穴、多相材料)的相互作用，已经证实宏观断裂力学理论不再适用于描述其断裂行为。采用分形几何理论有希望准确地描述材料的断裂过程及断裂形貌，从而建立表征材料微结构无序程度的微裂纹概率密度和材料宏观断裂特性之间的数学关系式。

近期，对准脆性材料的断裂表面的分形本质的研究表明：断裂表面的分形可能是材料尺寸效应的又一根源。首次把分形理论应用于尺寸效应的是 Carpinteri 教授，他提出多分形尺寸效应(Multi-fractal Scaling Law)。他认为在不同的观察尺度下，裂纹和微裂纹分形特性上的差异，是产生材料尺寸效应的原因。两个多分形尺寸效应律分别

对应于断裂能和名义强度:

$$G_F(b) = G_F^*[1 + l_{ch}/b]^{-1/2} \quad (2-3)$$

$$\sigma_m(b) = f_t[1 + l_{ch}/b]^{1/2} \quad (2-4)$$

式中: l_{ch} 为材料特征尺寸, G_F^* 和 f_t 分别为最高名义断裂能和最低名义拉伸强度, b 为试件尺寸。

虽然, 分形理论已经在尺寸效应研究中取得一定的成果, 但是有些人提出下列质疑性的观点:

① 最终断裂表面的分形特性并不能表现材料的断裂本质, 由于 99% 的能量消耗于并非最终的断裂表面上, 而是在断裂过程区的微裂纹和它们的摩擦滑动中, 并非存在于宏观裂纹表面。

② 分形理论不能用于预测多分形尺寸效应律的系数对于结构几何的依赖, 因此, 大大地折扣了多分形尺寸效应律在结构设计的应用性。

③ 用非分形的断裂力学得到了与多分形尺寸效应律的同样公式, 接近于表面的能量释放函数的渐进扩展。

2.5 小结

本章通过对岩石动态断裂过程所涉及到的主要的基本概念以及研究范畴进行阐述, 可小结如下:

针对冲击载荷的作用特点, 提出了由冲击载荷所引起的应力波波长、岩石中的缺陷尺寸以及试件尺寸之间的大小关系作为宏观、微观与细观尺度划分标准的观点; 对冲击载荷所引起的三种典型应力波分别利用傅立叶变换与小波变换进行了分析, 得知了它们的一般频率分布以及能量分布规律。

第三章 冲击载荷作用下岩石断裂的微观热力学破坏机理

对岩石在冲击载荷作用下的破坏现象进行研究必然要深入到物质的微观层次，而物质的破坏应看作是具有原子，超原子及缺陷结构的载体之热涨落的热动力学，它具有统计性质。但总体来讲，就物质破坏的微观动力学而论，研究较好的是宏观物体在平衡状态下热力学参数小的可逆性涨落，而对足够强的不可逆的破坏性涨落还未得到充分研究。

本章将在经典热力学的基础上，对微观物理动力学中的动态平衡以及冲击载荷作用下的绝热或准绝热过程进行理论推导与分析，得出材料在冲击荷载作用下的热力学破坏条件以及能量分配等结论。

3.1 热力学背景^[127]

由热力学第一定律，有：

$$\frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{1}{2} \tilde{v} \cdot \tilde{v} + e \right) \rho dV = \int_V \tilde{f} \cdot \tilde{v} dV + \int_{\partial V} \tilde{F} \cdot \tilde{v} dA + \int_V r dV - \int_{\partial V} \tilde{q} \cdot \tilde{n} dA \quad (3-1)$$

其中， \tilde{v} 为粒子速度， e 为单位质量的比内能， r 为外热源对单位体积介质供应的热量， \tilde{f} 为体积力， \tilde{F} 为表面力， $\tilde{F} = \tilde{\sigma} \cdot \tilde{n}$ ， \tilde{q} 为单位时间通过单位面积的热流矢量， ρ 为密度。

将动量方程： $\frac{d}{dt} \int_V \rho \tilde{v} dV = \int_V \tilde{f} dV + \int_{\partial V} \tilde{F} dA$ 两边点乘 \tilde{v} ，得到：

$$\frac{d}{dt} \int_V \frac{1}{2} \tilde{v} \cdot \tilde{v} \rho dV + \int_V \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\epsilon}} dV = \int_V \tilde{f} \cdot \tilde{v} dV + \int_{\partial V} \tilde{F} \cdot \tilde{v} dA \quad (3-2)$$

由式(3-1)和式(3-2)以及控制体 V 的任意性有：

$$\rho \dot{e} = \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\epsilon}} + r - \text{div} \tilde{q} \quad (3-3)$$

由热力学第二定律，有

$$\frac{d}{dt} \int_V s \rho dV \geq \int_V \frac{r}{T} dV - \int_{\partial V} \frac{\tilde{q}}{T} \cdot \tilde{n} dA \quad (3-4)$$

其中， s 为单位质量的熵， T 为绝对温度。

由式(3)和式(4)可以得到：

$$\tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\epsilon}} - \rho(\dot{\psi} + s\dot{T}) + \tilde{g} \cdot \tilde{q} \geq 0 \quad (3-5)$$

上式称为 Clausius-Duhem 不等式, 其中, $\tilde{g} = \frac{\nabla T}{T}$, $\psi = e - Ts$, 为单位质量的 Helmholtz 自由能。

假设 ψ 是弹性应变 $\tilde{\varepsilon}^e$ 、绝对温度 T 及内变量 x_k ($k=1, 2, \dots, n$) 的函数:

$$\psi = \psi(\tilde{\varepsilon}^e, T, x_k) \quad (3-6)$$

将式 (3-6) 和 $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}^e + \tilde{\varepsilon}^p$ 代入式 (3-5) 中, 得到:

$$(\tilde{\sigma} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{\varepsilon}^e}) : \dot{\tilde{\varepsilon}}^e + \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^p - \rho \frac{\partial \psi}{\partial x_k} \dot{x}_k - \rho (s + \frac{\partial \psi}{\partial T}) \dot{T} + \tilde{g} \bullet \tilde{q} \geq 0 \quad (3-7)$$

由于 $\tilde{\varepsilon}^e$ 和 T 是独立变量, 上式对任意的 $\dot{\tilde{\varepsilon}}^e$ 和 \dot{T} 都成立, 则有:

$$\tilde{\sigma} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{\varepsilon}^e} \quad (3-8)$$

$$s = - \frac{\partial \psi}{\partial T} \quad (3-9)$$

于是, 式 (3-7) 化为:

$$\psi = \tilde{\sigma} : \dot{\tilde{\varepsilon}}^p - \rho \frac{\partial \psi}{\partial x_k} \dot{x}_k + \tilde{g} \bullet \tilde{q} \geq 0 \quad (3-10)$$

式 (3-10) 称为耗散不等式, ψ 称为耗散率。耗散率包括了塑性变形能、热耗散能量和内变量变化过程释放的系统能量。上式表明耗散率 ψ 为非负值。

3.2 动态平衡^[128]

热力学第二定律给出了平衡状态的基本条件, 即体系和环境的总熵变等于零, $dS = 0$ 。对于一个不可逆过程, 熵变是一个正值, $dS > 0$ 。平衡是一个动态的过程。在这一状态下, 正反方向进程的速度是相等的。当体系稍稍偏离平衡状态, 那么它将向平衡状态逼迫, 与之对应方向的进程将不断进行, 直到体系达到平衡, 使正反方向进程的速度重新相等。而在这之前, 某一方向进程速度总是略高于相反方向的速度。对于岩石等固体材料在外力作用下的动态平衡过程也可以用这种方法来描述^[129]。

把固体看作是由 N 种子系统组成的系统, 每个子系统包含大量的微粒子, 如原子、分子、大分子链等。子系统表面的粒子要与邻近子系统发生相互作用, 但这些表面粒子与本表面所围成的体积内的粒子相比要少的多。这样在 τ_0^k ($\tau_0^k = 10^{-10} \sim 10^{-13} \text{s}$, $k=0, 1, 2, \dots, N$) 时间内, 第 k 子系统可以看作是隔离的子系统。这样的子系统在 τ_0^k 时间内建立了平衡, 这样就可对之应用密度、速度、能量、温度的平均值。除此之外, 还认为子系统足够小, 这样其在空间的运动具有随机性。第 k 子系统要从一个平衡状态过渡到另一个平衡状态, 需要克服某个能量障碍 U_i^k ($i=1, 2$)。

现考察第 k 子系统从平衡状态 1 过渡到平衡状态 2 的随机过程。从状态 1 到状态 2 的能量障碍是 U_1^k , 而从状态 2 到状态 1 的能量障碍是 U_2^k 。由于子系统的尺寸比较小, 能量障碍 U_1^k , U_2^k 在自己的平均值 U_{i0}^k 附近发生随机振动, 表示为 $U_i^k = U_{i0}^k + \Delta U_i^k$, 并把其出现的概率记为 $P(U_{i0}^k + \Delta U_i^k)$ 。

如果子系统的能量障碍是 U^k 或者是 $U^k + \Delta U^k$, 这两种事件相互独立, 则有:

$$P(U^k + \Delta U^k) = P(\Delta U^k)P(U^k) \quad (3-11)$$

对式(3-11)进行微分, 并认为 ΔU^k 为固定值, 有:

$$\frac{dP(U^k + \Delta U^k)}{dU^k} = P(\Delta U^k) \frac{dP(U^k)}{dU^k} \quad (3-12)$$

式(3-12)除以式(3-11)得:

$$\frac{d \ln P(U^k + \Delta U^k)}{dU^k} = \frac{d \ln P(U^k)}{dU^k} = \text{const} \quad (3-13)$$

积分式(3-13)得:

$$\ln P(U^k) = CU^k + C_1 \quad (3-14)$$

由条件 $P(0) = 1$, 得 $C_1 = 0$ 。因此按上式可得从状态 1 到状态 2 的概率为 $P_{12} = \exp(CU^k)$ 。

根据物理统计的概念, $C = -1/KT$, K 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度。这样从状态 1 到状态 2 的概率 P_{12} 及从状态 2 到状态 1 的概率 P_{21} 分别为:

$$P_{12} = \exp\left(-\frac{U_1^k}{KT}\right) \quad (3-15)$$

$$P_{21} = \exp\left(-\frac{U_2^k}{KT}\right) \quad (3-16)$$

设在 t 时刻, 总数为 n_k 的第 k 种子系统中, 有 n_k^f 个粒子键断裂, 记为状态 2, 有 $n_k - n_k^f$ 个粒子键未断裂, 设为状态 1, 那么在 $t + \Delta t$ 时刻, 断裂键的增量为:

$$\Delta n_k^f = (n_k - n_k^f) \frac{P_{12}}{\tau_0} \Delta t - n_k^f \frac{P_{21}}{\tau_0} \Delta t \quad (3-17)$$

式(3-17)第一项为 $n_k - n_k^f$ 个未断裂键在 Δt 时间内转换为断裂键的数目, 第二项为 n_k^f 个已断裂键在 Δt 时间内转换成未断裂键的数目。该式可变成如下形式:

$$\frac{\Delta n_k^f}{n_k} = \left(1 - \frac{n_k^f}{n_k}\right) \frac{P_{12}}{\tau_0} \Delta t - \frac{n_k^f}{n_k} \frac{P_{21}}{\tau_0} \Delta t \quad (3-18)$$

这里 $\Delta t \geq \tau_0^k$, 这样保证了在 Δt 时间内子系统中建立统计平衡。

当 $\Delta t \rightarrow 0$ 时, 有:

$$\frac{d(n_k^f / n_k)}{dt} = (1 - \frac{n_k^f}{n_k}) \frac{P_{12}}{\tau_0} - \frac{n_k^f}{n_k} \frac{P_{21}}{\tau_0} \quad (3-19)$$

不计与粒子键伸长有关的变形, 而只计与粒子键断裂相关的变形并记为 ε_{ij}^k , 且设其与 n_k^f / n_k 成正比, 则:

$$\varepsilon_{ij}^k = \alpha_{ij}^k n_k^f / n_k$$

式中 α_{ij}^k 为比例系数。该式的意义为第 k 种系统粒子键全部断裂时此系统的极限应变, 可由此种系统材料的相应纯拉及纯剪实验获得。同时, 如果认为断裂键不能修复, 即 $P_{21}=0$, 则(9)变成下列形式:

$$\frac{d\varepsilon_{ij}^k}{dt} = (\alpha_{ij}^k - \varepsilon_{ij}^k) \frac{P_{12}}{\tau_0^k} \quad (3-20)$$

若不考虑损伤对转换概率影响时的材料变形及损伤, 同时, 若材料为均匀材料, 变形为小变形, 作为近似, 可把式(3-20)左端的 ε_{ij}^k 写为 ε , α_{ij}^k 写为 α , 按 ε 展开, 取一次项, 右端 τ_{k0} 写为 τ_0 , 可得:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U(\sigma)}{KT}\right) \quad (3-21)$$

这里 $\dot{\varepsilon}_0 = \alpha / \tau_0$ 。这一关系式为 Arrhenius 类型的关系式, 指明了变形的热活化本质。

活化能取决于材料的状态, 若材料只受力的作用, 则其依赖于应力张量 σ_{ij} 。当材料受单轴拉力 σ , 有:

$$U = U_0 - \gamma\sigma \quad (3-22)$$

式中 U_0 为自然状态下状态转换能量障碍, γ 为构造敏感系数, 可达 $10 \sim 1000$ 原子体积。

在受剪切应力作用下, 可取类似于式(3-22)的形式:

$$U = U_0 - \gamma\tau \quad (3-23)$$

式中各项的意义与式(3-22)对应项的意义相似。

对于复杂应力的情况, 从单轴应力向复杂应力情况推广困难较大, 而且常带主观性, 因而实验验证十分重要。对高分子材料、复合材料及钢等, 在应力状态变化很大的范围内, 通过大量实验, 得到如下公式:

$$U = U_0 - \gamma_0 R - \alpha_0 - \beta_0 L^2 \quad (3-24)$$

式中 γ_0 、 β_0 为材料常数

$$L = \frac{1}{\sqrt{3}}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{3}}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]$$

$$\alpha_0 = \arctan \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sqrt{3}(\sigma_1 + \sigma_3)}$$

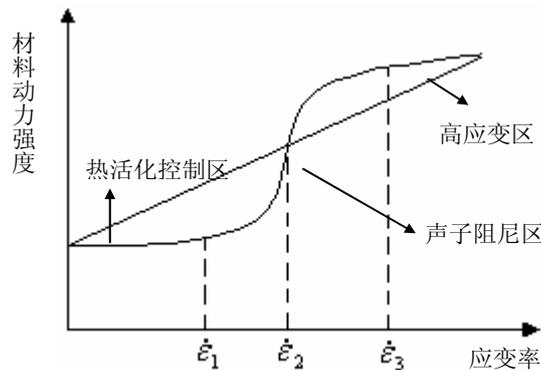
α_0 为 Lode-Naghdi 参数, 当 L 值在一个比较小的范围内变化时, 可取 $\beta_0 = 0$ 。

若材料受单轴拉应力, 取最大应变破坏准则, 即当材料应变达到最大值时材料破坏, 则由式(3-21)可得材料耐久性 T_C 的计算公式:

$$T_C = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{KT}\right) \quad (3-25)$$

这一公式与材料耐久性的 Zhurkov 公式相一致。

由前面的分析可知, 公式推导是在动态平衡的基础之上的, 它们只适用于静态和准静态之内, 或应变率较小的范围之内。实验表明, 式(3-21)足够精确地描述了应变率小于 10^2 s^{-1} 时材料强度对应变率的敏感性, 在对数坐标里, 上述关系为一条直线。当应变率大于某一值时, 材料强度随应变率的增加而快速增加, 材料的变形具有了更多的绝热性质; 而当应变率进一步增加, 达到冲击应变率时, 材料强度随应变率增加几乎不增加。材料动力强度随应变率变化的规律在对数坐标中如图 3-1 所示。上述的材料强度随应变率增加而变化的规律表明, 随应变率增加, 不同的机制展现了出来, 并起主导作用。在应变率较低阶段, 变形的热活化机制起主导作用; 而在应变率大于某一值时, 声子阻尼(粘性)机制起主导作用; 当应变率进一步增加, 达到冲击应变率时, 损伤动力学引起的破坏延迟排除了脆性破坏的可能, 并激活了一种新的破坏机制 [130]。



(通常 $\dot{\epsilon}_1$ 为 $10^1 \sim 10^2/\text{s}$; $\dot{\epsilon}_2$ 为 $10^3/\text{s}$ 左右; $\dot{\epsilon}_3$ 为 $10^4/\text{s}$ 左右)

图 3-1 材料动力强度随应变率变化的一般规律

3.3 冲击荷载作用下的热力学破坏条件

在研究微观动态响应问题时, 材料一般都是采用冲击波作用状态下的本构方程来描述, 这主要是因为此情况是绝热或准绝热反应过程。此时, 大部分的物态方程是采

用 Mie-Grüneisen 方程^[131]，对于实体材料，有：

$$p = p_H + \rho\lambda(e - e_H) \quad (3-26)$$

其中， p_H 、 e_H 是实体材料 Hugoniot 绝热冲击线上的压力和内能， λ 是 Grüneisen 系数。

根据冲击波波阵面上的三个守恒条件，有：

$$p_H = \rho v^2 (1 - \eta) \quad , \quad e_H = \frac{1(1 - \eta)}{2} \frac{p_H}{\rho} \quad (3-27)$$

其中， v 是冲击波波速， $\eta = \frac{1}{1 + \tilde{\varepsilon}}$ ， $\tilde{\varepsilon}$ 是变形。

实验指出，冲击波波速 v 的确定大致分以下两种情况：

1) 当压力不太高时，冲击波波速 v 可以取为线性形式：

$$v = C_0 + C_1 \tilde{v}$$

其中 \tilde{v} 是粒子速度。

2) 当压力很高时，冲击波波速 v 往往取为非线性形式，Steinberg(1991)则采用如下形式：

$$v = \frac{C_0}{1 - S_1(1 - J) - S_2(1 - J)^2 - S_3(1 - J)^3}$$

其中， $J = 1 - \eta = \frac{\tilde{\varepsilon}}{1 + \tilde{\varepsilon}}$ 。

冲击荷载作用下的岩石材料本构模型可以采用增量型的流体弹塑性模型，这种模型将变形分为体积变形和形状畸变两部分，即应力张量可以分解为各向同性静水压力张量与应力偏张量 S ，同样应变可分解为体应变与应变偏张量，

$$\tilde{\sigma} = -pI + S, \quad S = 2Ge_v = 2G\varepsilon_m(1 - f), \quad \varepsilon = \varepsilon_m + e_v \quad (3-28)$$

式中： e_v 为应变偏张量， ε_m 为体应变， f 为孔隙率。

假设孔隙率的变化主要是由非弹性变形引起的，那么，介质的体积变形率就可与孔隙率的变化率相联系，即：

$$\dot{\varepsilon}_m = \dot{f} / (1 - f) \quad (3-29)$$

由式(3-26)、(3-27)有：

$$-\dot{p} = \rho v^2 (1 + \varepsilon)^{-2} \dot{\varepsilon} - \lambda \rho \dot{e} - \lambda \rho v^2 \varepsilon (1 + \varepsilon)^{-3} \dot{\varepsilon} \quad (3-30)$$

对于在冲击波作用下微元体产生微损伤的热力学过程，可以把其看成是绝热过程或准绝热过程^[132]，同时产生了新的裂纹面，这样热力学第一定律可以写成：

$$\frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{1}{2} \tilde{\mathbf{v}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} + e \right) \rho dV = \int_V \tilde{\mathbf{f}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} dV + \int_{\partial V} \tilde{\mathbf{F}} \cdot \tilde{\mathbf{v}} dA - \int_L 2\gamma \delta l dl \quad (3-31)$$

由式(3-30)和式(3-2)以及控制体 V 的任意性有:

$$\rho \dot{e} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} : \dot{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}} - dD \quad (3-32)$$

式中 dD 为产生新的裂纹所需表面能变化率。

由式(3-32)有:

当 $dD = 0$ 时, 有:

$$\rho \dot{e} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} : \dot{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}} \quad (3-33)$$

联合式(3-28)、(3-29)、(3-30)以及(3-33), 便可以得到这种状态下岩石的本构关系。

当 $dD > 0$ 时, 表示微观条件下材料发生了破坏, 即:

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}} : \dot{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}} - \rho \dot{e} > 0 \quad (3-34)$$

同样, 联合式(3-28)、(3-29)、(3-30)以及(3-34), 便可以得到微观条件下材料发生破坏的条件, 它是应力、应变、应变率以及加载速率的耦合条件。

对上述的联合方程组, 可以采用数值解法, 计算结果如图 3-2 所示, 方程组中参数取如下的值:

$$\rho = 2.00 \times 10^3 \text{ kg/m}^3, \quad \lambda = 0.69, \quad f_0 = 0.38, \quad v = 5000 \text{ m/s}, \quad G = 70 \text{ GPa}.$$

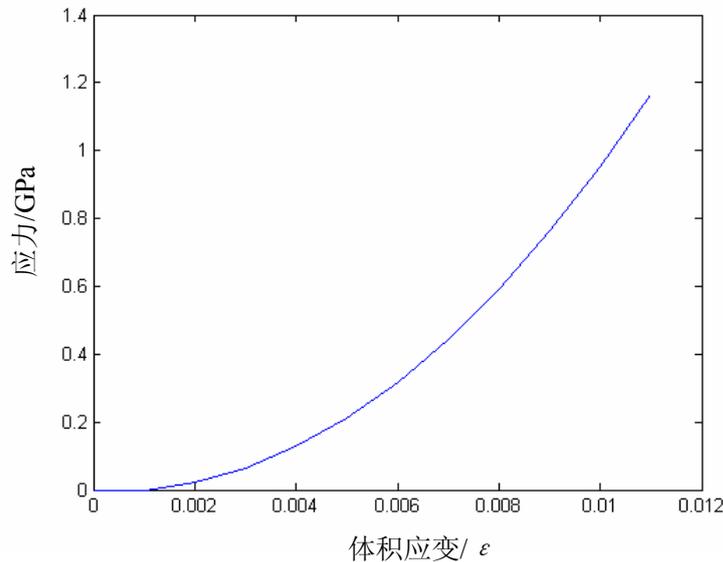


图 3-2 材料的本构关系曲线

由于是针对冲击波状态, 所以其本构关系主要对应于高应变率下的材料动力特性, 图 3-2 与文献[133]中的高应变段时的情形一致。

3.4 小结

本章主要对冲击载荷作用下岩石的微观动态响应进行了研究，利用热力学原理以及微观物理动力学对岩石动态断裂过程进行了分析，得出了如下的结论：

针对冲击载荷作用下岩石动态断裂的微观热力学过程为绝热过程或准绝热过程，利用热力学理论与冲击作用下岩石的物态方程，得出了此状态下的岩石本构关系，同时提出了冲击载荷作用下岩石微细的热力学破坏条件。

第四章 冲击载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应

材料的原始缺陷与应力波的相互作用机理是正确了解与评估材料动态特性的一个关键,也是众多研究者的热门研究课题之一。与准静态情况相比,由于惯性效应在近裂纹区引起应力集中而使得动态裂纹问题的解在动态断裂力学中显得特别重要。对于裂纹受垂直冲击或剪切冲击作用的研究已有很长足的进展。B. Steverding 和 S. H. Lehnigk^[33,34]从裂纹运动的角度出发,用 Lagrangian 方法与 Hamilton 的最小作用原理分别推导出表面裂纹以及体内钱币形裂纹在应力脉冲作用下的运动方程,近似地得出了岩石动态断裂准则等的一系列结论。另外有许多研究者,如 Itou^[134], Wen et al^[135], J Sladek^[136], 从断裂力学角度出发,对各种几何形状裂纹的动态应力强度因子分别在时域和频域上进行了研究。然而,对于应力波斜入射作用于裂纹的研究却少见报导,仅有 G. C. Sih 及 J. F. Loeber 关于考虑到应力波在裂纹尖端产生散射波方面的研究,而且他们没有考虑到应力脉冲作用时间的影响^[137]。当应力波斜入射作用于裂纹时,其与垂直入射时的情况完全不同,在产生拉应力的同时还将产生剪切应力,剪切应力能快速作用到裂纹尖端,形成一种复合型裂纹。

本章主要是对缺陷在应力波作用下的动态响应进行深入、系统的研究,特别是斜入射作用的情形。首先,对单个有限尺寸裂纹在平面拉伸脉冲矩形波垂直或剪切入射作用时的动态响应进行论述与研究,并进行数值模拟计算,将所得结果与 Thau 等人^[138]所作的解析数值结果以及 Fan Tian-you^[139]等人用有限元分析所得的结果进行比较。其次,分析由入射波与反射波在裂纹表面附近叠加而产生的应力场并对其动态应力强度因子进行计算,得到起裂角后对其在应力脉冲作用下最优断裂的问题进行阐述。同时,对不同大小、不同角度的缺陷在平面拉伸脉冲矩形波作用下的情形进行数值模拟,以期获得到了一系列与理论相符且具有实际的现实指导意义的结论。

4.1 垂直或剪切冲击载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应

考虑一平面拉伸脉冲垂直作用于裂纹的情形,为简单起见,设其为矩形波,幅值为 σ , 延时为 τ 。当拉应力波传播到裂纹表面时即被反射成压应力波,入射波与反射波在裂纹表面附近叠加,应力释放为 0, 形成应力释放区,且其厚度以声速 C 增大。如图 4-1 所示。

在这种情形下,即 I 型(或张开型),裂纹在阶跃载荷垂直作用下的应力强度因子不会马上达到静态值, $K_I = \sigma\sqrt{\pi a}$, 而是随时间增加而增加,当达到最大值时开始下降并逐渐逼近静态值^[140]。

Sih、Ravera、Embley 以及范天佑^[139]等人通过对波动方程以及相应的边界条件采用分析解法进行了分析，通过 Laplace 变换，根据 Fredholm 积分得到裂纹尖端的应力强度因子的特定响应；再用这个积分得到在 Laplace 变换空间上的应力强度因子，通过对有关函数做逆变换得到函数 $f(c_2s/a)$ ，最后得到了对于特性长度 a 的裂纹在幅值为 σ_0 的阶跃载荷作用下裂纹尖端的应力强度因子：

$$K_I(a,t) = \sigma_0 \sqrt{a\pi} f(c_2t/a) \tag{4-1}$$

其值随无量纲时间 c_2t/a 的变化而变化的关系如图 4-2 中实线所示，其中应力波的延时应力强度因子有影响。

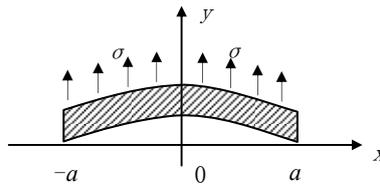


图 4-1 坐标系与挠曲线。

另外，Freund^[141]曾指出当 $t < a/C$ 时，有 $K_I \sim \sigma\sqrt{Ct}$ ，其中 C 为纵波波速。在 $t < 2*a/c_2$ 阶段，其值随无量纲时间 c_2t/a 的变化而变化的关系如图 4-2 中虚线所示。如考虑到应力波延时的影响，利用相似数据拟合则有：

$$K_I(t) = d^{1/d} \cdot \sigma\sqrt{C_p \cdot t} \tag{4-2}$$

其中： $d = \tau/(a/c_2)$ 为延期因子。

同理，对于裂纹面上受冲击剪应力作用的 II 型裂纹问题，与上述 I 型张开裂纹有相似的结果，其无量纲动态应力强度因子随无量纲时间 c_2t/a 而变化的关系如图 4-3 所示。

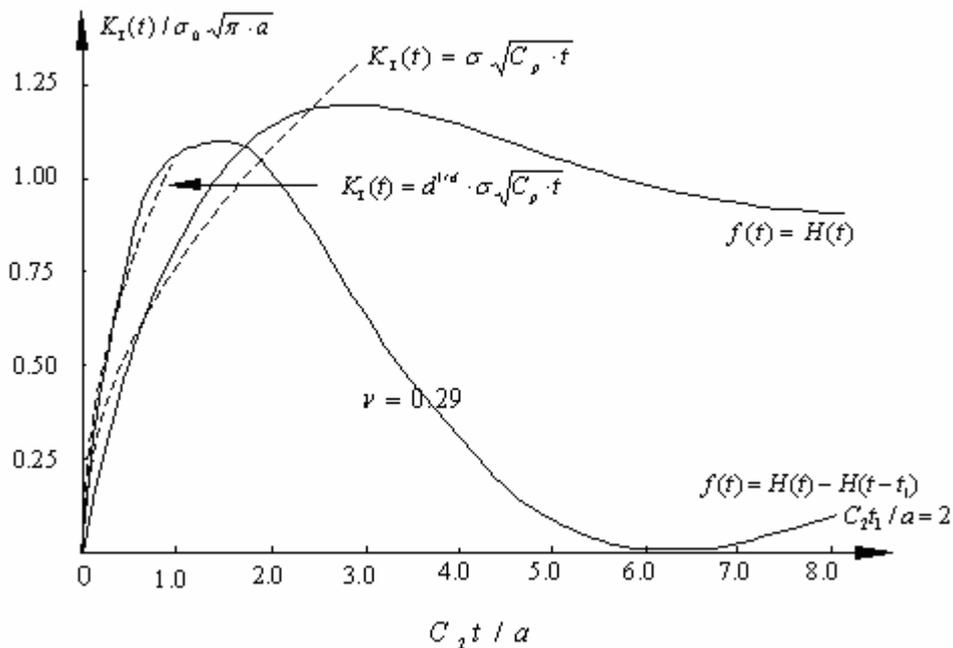


图 4-2 无量纲动态应力强度因子 K_I 与无量纲时间 c_2t/a 的关系图

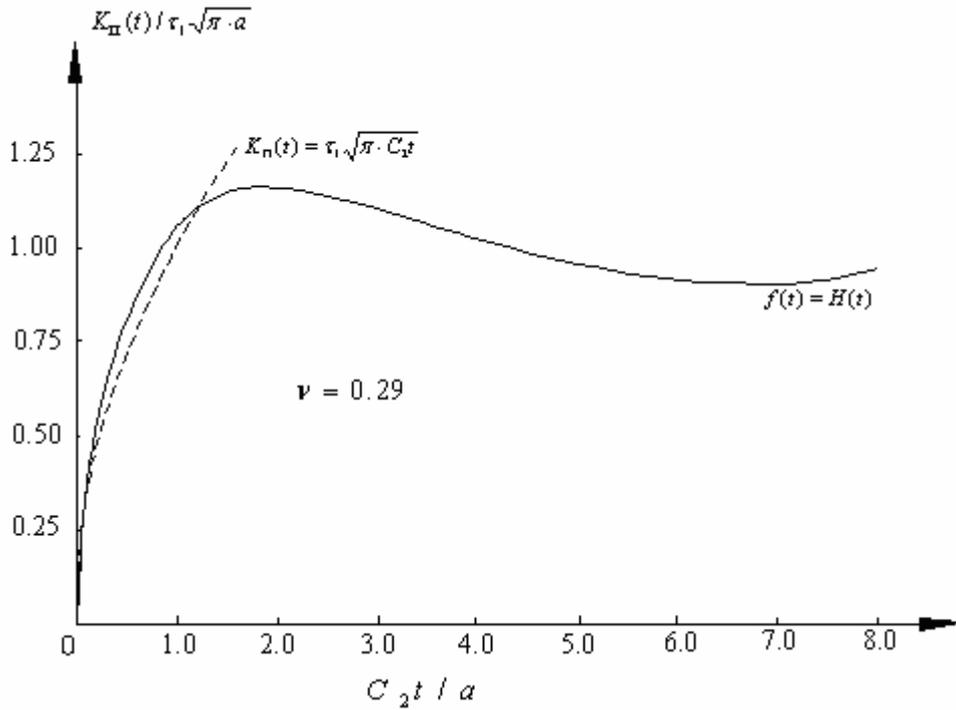


图 4-3 无量纲动态应力强度因子 K_{II} 与无量纲时间 $c_2 t / a$ 的关系图

4.2 斜入射脉冲载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应

设有一矩形脉冲入射波作用于裂纹，其波幅值为 σ_1 ，延续时间为 τ 。如图 4-4 所示，入射波与 x 轴的夹角为 θ 。

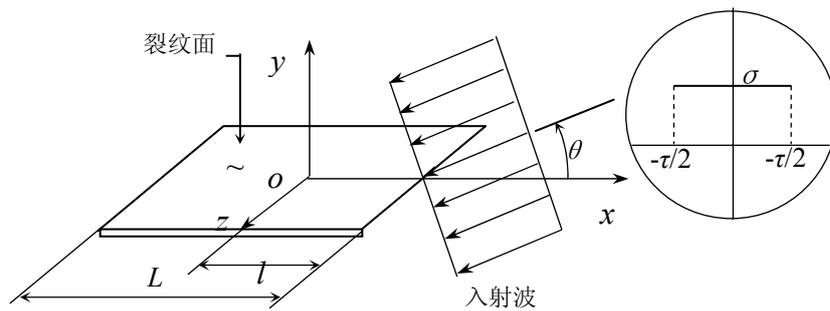


图 4-4 入射波与裂纹的几何关系图

设裂纹在应力波作用下不能闭合，其情形与应力波作用于自由面时一样，则裂纹面上任意一点的应力波传播如图 4-5 所示。

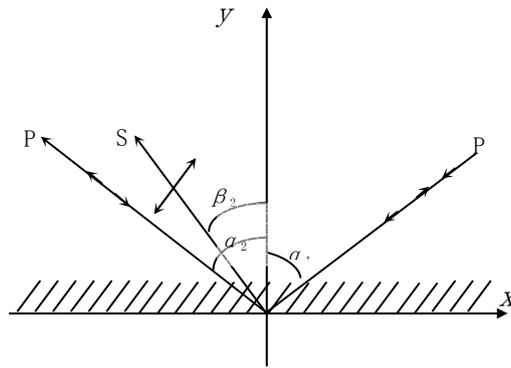


图 4-5 纵波在自由边界的反射

P — 纵波; S — 表面波(横波)

根据应力波传播理论, 入射纵波(为平面简谐波) P 的应力 σ_1 及其从自由边界反射后的纵波 P 的应力 σ_R 和横波 S 应力 τ_R 有下列关系:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \alpha_1}{C_1} &= \frac{\sin \alpha_2}{C_1} = \frac{\sin \beta_2}{C_2} \\ (\sigma_1 - \sigma_R) \sin 2\alpha_1 - D^2 \tau_R \cos 2\beta_2 &= 0 \\ (\sigma_1 + \sigma_R) \cos 2\beta_2 - \tau_R \sin 2\beta_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-3)$$

由此可得:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_R &= R\sigma_1 \\ \tau_R &= [(R+1)\text{ctg} 2\beta_2] \sigma_1 \\ R &= \frac{\sin 2\alpha_1 \sin 2\beta_2 - D^2 \cos^2 2\beta_2}{\sin 2\alpha_1 \sin 2\beta_2 + D^2 \cos^2 2\beta_2} \\ &= \frac{\tan \beta_2 \tan^2 2\beta_2 - \tan \alpha_1}{\tan \beta_2 \tan^2 2\beta_2 + \tan \alpha_1} \end{aligned} \right\} \quad (4-4)$$

式中: $D=C_1/C_2$ 。

由于任何形式的波都可以看成是不同频率的简谐波的叠加, 因此式(4-3)和式(4-4)对于矩形纵波也是成立的。

对于近裂纹面的任意一点上的应力场都是由平面入射纵波、反射纵波与反射横波三者任意组合叠加而来, 只不过这三者的来源不同, 如图 4-6 所示。

近裂纹面区域的应力波分布可能有以下几种情况: 当一点上同时有三种波作用时, 由矩形应力脉冲特征以及裂纹面的自由边界条件可知此点上应力为零, 由这样的点构成的区域为应力释放区; 而其它区域则分别为其中的两种波作用或一种波作用所引起的应力区。这样便可以分四种模型来考虑: 波前在裂纹面上而波尾未到达裂纹时;

波前已过裂纹而波尾在裂纹面上时；波前与波尾都在裂纹面上时；波前与波尾都不在裂纹面上时。如图 4-7 的(a)、(b)、(c)、(d)所示。由于裂纹尺寸有限，则产生的反射横波与纵波波阵面宽度有限，从而与入射波的叠加区域有限，而且只要考查裂纹区便可。

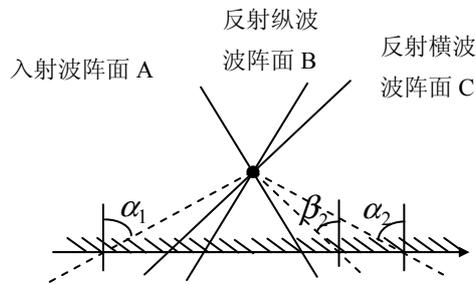


图 4-6 近裂纹面上的任意一点的应力场

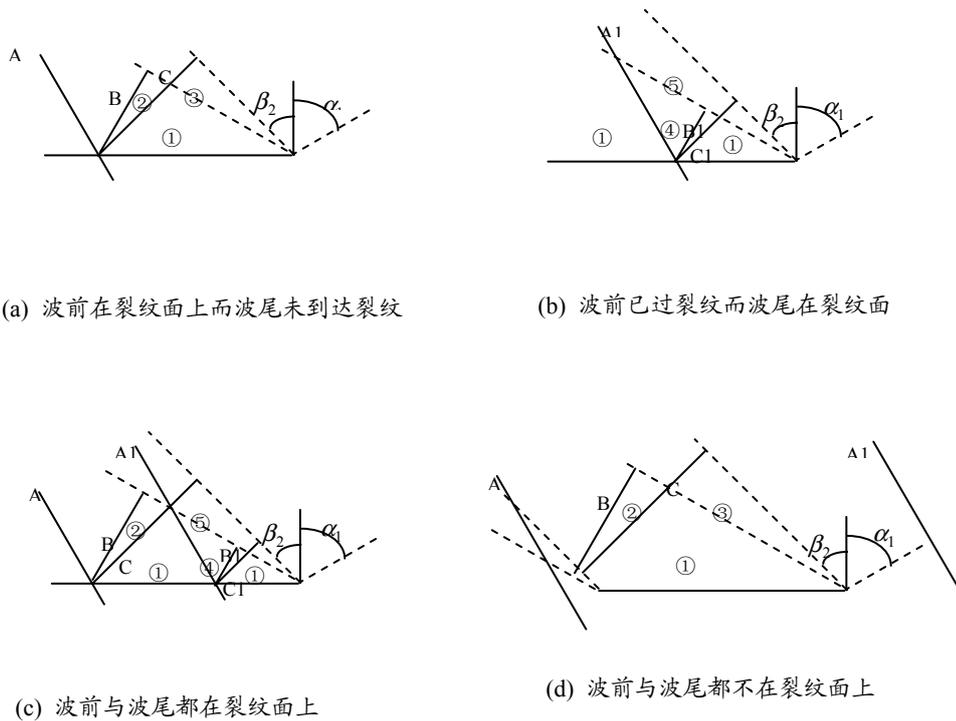


图 4-7 入射波在裂纹区引起应力分布的四种模型

①: 应力释放区；②: 入射波与反射纵波叠加区；③: 入射波与反射横波叠加区；

④: 反射纵波与反射横波叠加区；⑤: 反射横波区

A、B、C 分别为入射波、反射纵波以及反射横波波前；A1、B1、C1 分别为波尾

对于模型(a), 其应力分布只需分析由②、③区域所引起的应力; 而对于模型(b), 应力分布只需分析由④、⑤区域所引起的应力; 对于模型(c), 其应力分布只需分析由②、④、⑤区域所引起的应力; 而对于模型(d), 应力分布只需分析由②、③区域所引起的应力。

在图 4-1 所示坐标系的二维平面 xy 中, 裂纹长度 $L = 2a$, 设应力波开始作用于裂纹时, 其时间 $t_0 = 0$, 裂纹面上任意时刻的应力分布将有如下几种情况:

1) 当 $\tau > \frac{L \cdot \cos \theta}{C_p}$ 时, 应力脉冲经过裂纹时将由图 4-7 中的模型(a)、(b)、(d)组成, 有:

a) 当 $0 < t < \frac{L \cdot \cos \theta}{C_p}$ 时, 即模型(a), 其裂纹面上应力分布为:

$$\sigma_y = \begin{cases} 0, & -L/2 < x < L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta \\ -\tau_R \cdot \sin \beta_2, & L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta < x < L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t \\ -\sigma_R \cdot \cos \alpha_1, & L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < x < L/2 \end{cases}$$

$$\sigma_x = \begin{cases} 0, & -L/2 < x < L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta \\ -\tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta < x < L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t \\ -\sigma_R \cdot \sin \alpha_1, & L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < x < L/2 \end{cases}$$

b) 当 $\frac{L \cdot \cos \theta}{C_p} < t < \tau$ 时, 即模型(d), 裂纹面上应力分布为:

$$\sigma_y = \begin{cases} -\tau_R \cdot \sin \beta_2, & -L/2 < x < L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t \\ -\sigma_R \cdot \cos \alpha_1, & L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < x < L/2 \end{cases}$$

$$\sigma_x = \begin{cases} -\tau_R \cdot \cos \beta_2, & -L/2 < x < L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t \\ -\sigma_R \cdot \sin \alpha_1, & L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < x < L/2 \end{cases}$$

c) 当 $\tau < t < \tau + \frac{L \cdot \cos \theta}{C_p}$ 时, 即模型(b), 则裂纹面上应力分布为:

$$\sigma_y = \begin{cases} -\sigma_1 \cdot \cos \alpha_1, & -L/2 < x < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta \\ \tau_R \cdot \sin \beta_2, & L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta < x < L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 \\ 0, & L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 < x < L/2 \end{cases}$$

$$\sigma_x = \begin{cases} -\sigma_1 \cdot \sin \alpha_1, & -L/2 < x < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta \\ \tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta < x < L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 \\ 0, & L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 < x < L/2 \end{cases}$$

2) 当 $\tau < \frac{L \cdot \cos \theta}{C_p}$ 时, 应力脉冲经过裂纹时将由图 4-7 中的模型(a)、(b)、(c)组成, 有:

a) 当 $t < \tau$ 时, 即模型(a)的情况, 其应力分布情况与第一种情况中的(a)一样。

b) 当 $\tau < t < \frac{L \cdot \cos \theta}{C_p}$ 时, 即模型(c), 其裂纹面上应力分布为:

① 当 $L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta$ 有:

$$\sigma_y = \begin{cases} 0, & -L/2 < x < L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta \\ -\tau_R \cdot \sin \beta_2, & L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta < x < L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t \\ -\sigma_1 \cdot \cos \alpha_1, & L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < x < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta \\ \tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta < x < L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 \\ 0, & L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 < x < L/2 \end{cases}$$

$$\sigma_x = \begin{cases} 0, & -L/2 < x < L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta \\ -\tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta < x < L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t \\ -\sigma_1 \cdot \sin \alpha_1, & L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t < x < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta \\ \tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta < x < L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 \\ 0, & L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 < x < L/2 \end{cases}$$

$$\textcircled{2} \text{ 当 } L/2 - \frac{\sin \beta_2}{\cos(\alpha_1 - \beta_2)} \cdot C_p \cdot t > L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta$$

$$\sigma_y = \begin{cases} 0, & -L/2 < x < L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta \\ -\tau_R \cdot \sin \beta_2, & L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta < x < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta \\ \tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta < x < L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 \\ 0, & L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 < x < L/2 \end{cases}$$

$$\sigma_x = \begin{cases} 0, & -L/2 < x < L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta \\ -\tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - t \cdot C_p / \cos \theta < x < L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta \\ \tau_R \cdot \cos \beta_2, & L/2 - C_p \cdot (t - \tau) / \cos \theta < x < L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 \\ 0, & L/2 - C_s \cdot (t - \tau) \cdot \sin \beta_2 < x < L/2 \end{cases}$$

c) 当 $\frac{L \cdot \cos \theta}{C_p} < t < \frac{L \cdot \cos \theta}{C_p} + \tau$, 即模型(b)的情况, 则应力分布情况与第一种情况

中的(c)一样。

由上述分析的情况来看, 在斜入射作用时裂纹是 I-II 复合型裂纹, 即有 K_I , K_{II} 。根据 4.1 节的理论分析, 在裂纹面上分别受垂直冲击应力作用和剪切冲击应力作用时有:

$$K_I(t) = d^{1/d} \cdot \sigma \sqrt{C_p \cdot t},$$

$$K_{II}(t) = \tau_1 \sqrt{\pi \cdot C_2 t}$$

其中: $C_p \cdot t$ 为应力释放区厚度, $C_2 \cdot t$ 为应力波在裂纹面上传播的距离。

由此再根据前面分析的应力场中应力释放区的变化, 便可以构造在应力波斜入射作用于裂纹时的动态应力强度因子:

$$\begin{cases} K_I(t) = d^{1/d} \cdot \sum \left(\int_{x_1}^{x_2} \sigma_y(t) \sqrt{h(t)} dx / (x_2 - x_1) \right); \\ K_{II}(t) = \sum \left(\int_{x_1}^{x_2} \sigma_x(t) \sqrt{\pi \cdot s(t)} dx / (x_2 - x_1) \right). \end{cases} \quad (4-5)$$

式中: h 为应力释放区厚度, s 为应力波在裂纹面上传播的距离。

设泊松比 $\nu = 0.29$, 裂纹长度 $2a = L = 24 \times 10^{-3} \text{m}$, $E = 75 \text{GPa}$, $\rho = 2.45 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 应力波延时 $\tau = 10^{-6} \text{s}$, 经编程计算, 所得的无量纲动态应力强度因子 $K_I(t) / (\sigma \sqrt{\pi a})$ 与 $K_{II}(t) / (\tau \sqrt{\pi a})$ 随无量纲 $c_2 t / a$ 而变化的关系分别如图 4-8, 图 4-9。

由图 4-8, 图 4-9 可以看出, 无量纲动态应力强度因子 K_I 随入射角的增大而减小, 而无量纲动态应力强度因子 K_{II} 是先随入射角的增大而增大, 到一定值后便开始减小。这样便有一个合适的入射角使得复合型应力强度因子达到最大值, 即最优断裂。

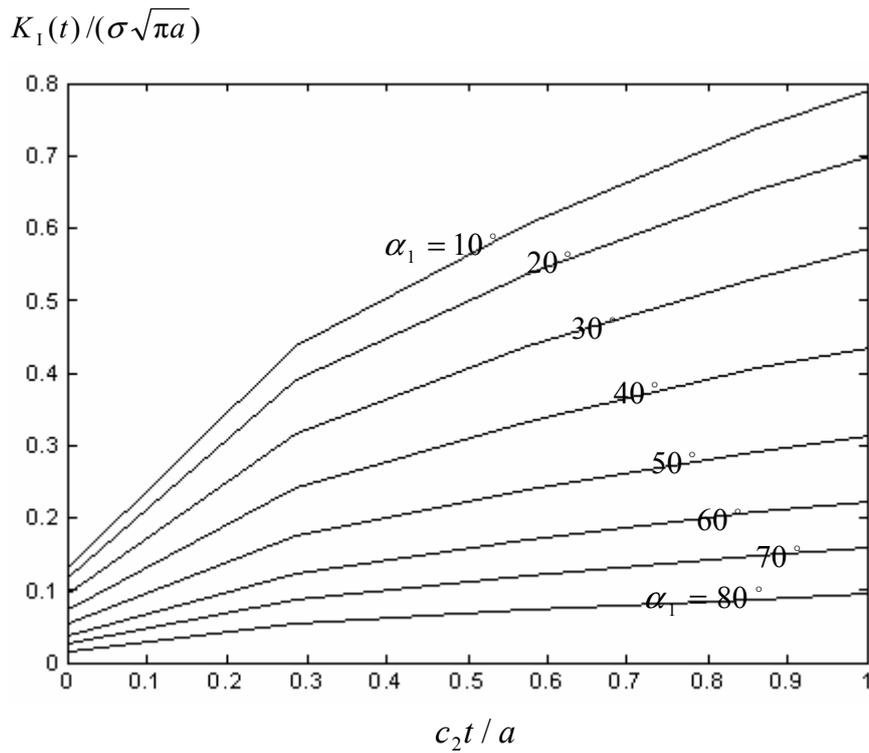


图 4-8 不同入射角下无量纲动态应力强度因子 K_I 与无量纲时间 $c_2 t/a$ 的关系图

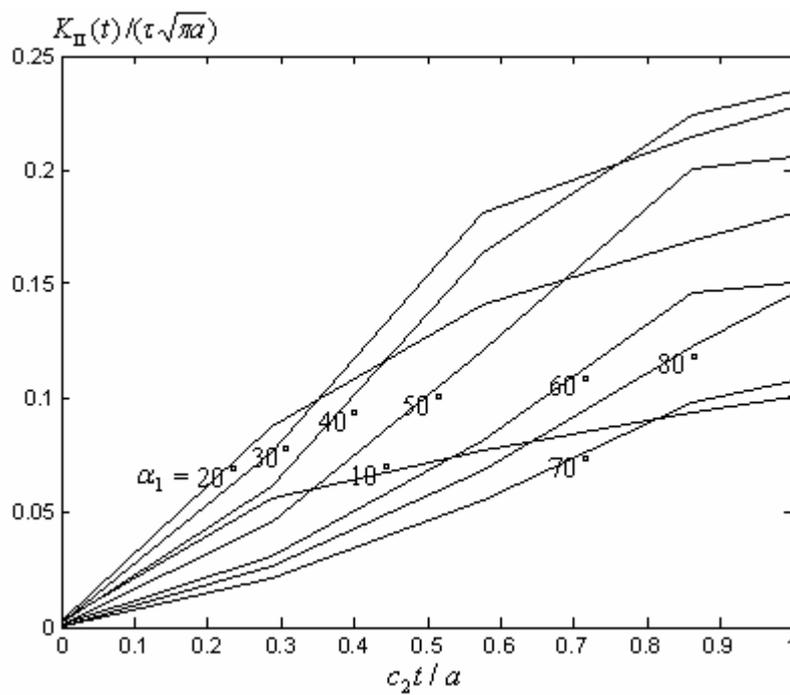


图 4-9 不同入射角下无量纲动态应力强度因子 K_{II} 与无量纲时间 $c_2 t/a$ 的关系图

根据所得的 K_I 与 K_{II} 值, 运用最大周向应力判据^[142], 便可由式 4-6 计算出裂纹的起裂角 θ_0 :

$$K_I \sin \theta_0 + K_{II}(3 \cos \theta_0 - 1) = 0 \quad (4-6)$$

根据 θ_0 便可按下式计算此时的 K_{IC} :

$$K_{IC} = \cos \frac{\theta_0}{2} (K_I \cos^2 \frac{\theta_0}{2} - \frac{3}{2} K_{II} \sin \theta_0) \quad (4-7)$$

由此所得结果分别如图 4-10, 4-11 所示。其中, 图 4-10 是应力波入射角与裂纹起裂角的关系图。

从图 4-11 可知, 无量纲因子 $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ 先随入射角增大而增大, 在入射角为 45° 左右时, 动态应力强度因子 $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ 达到最大值, 也就是在这种情形下最容易导致断裂的发生。同时, 从图 4-10 可以得到此时, 即最优断裂时的裂纹起裂角为 39° 。

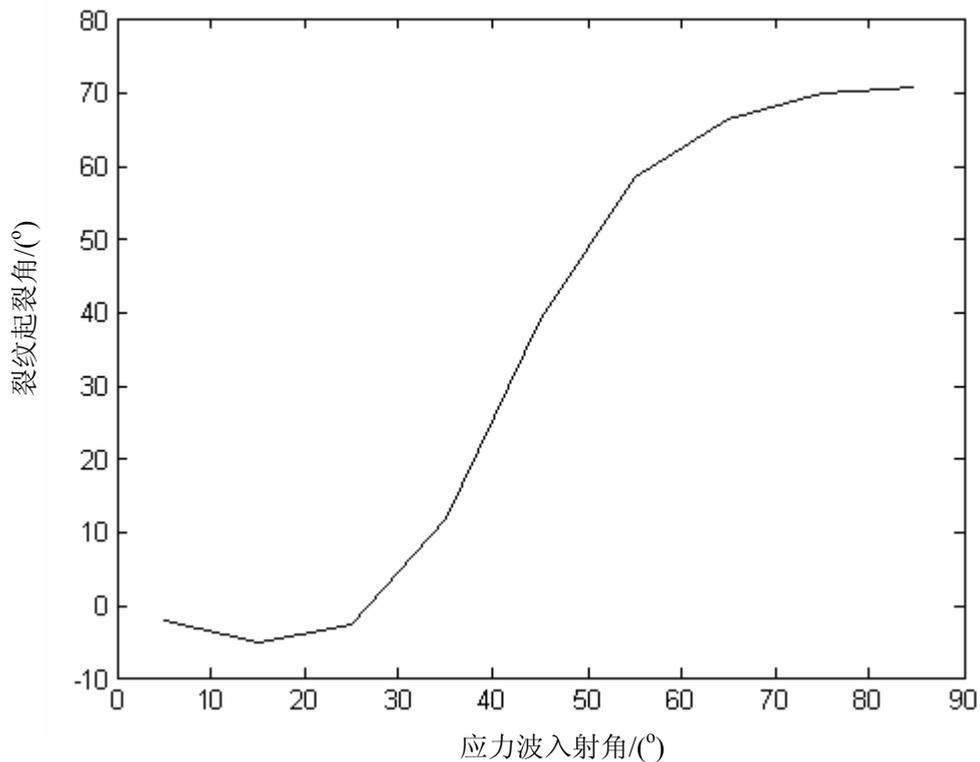


图 4-10 入射角与起裂角的关系图

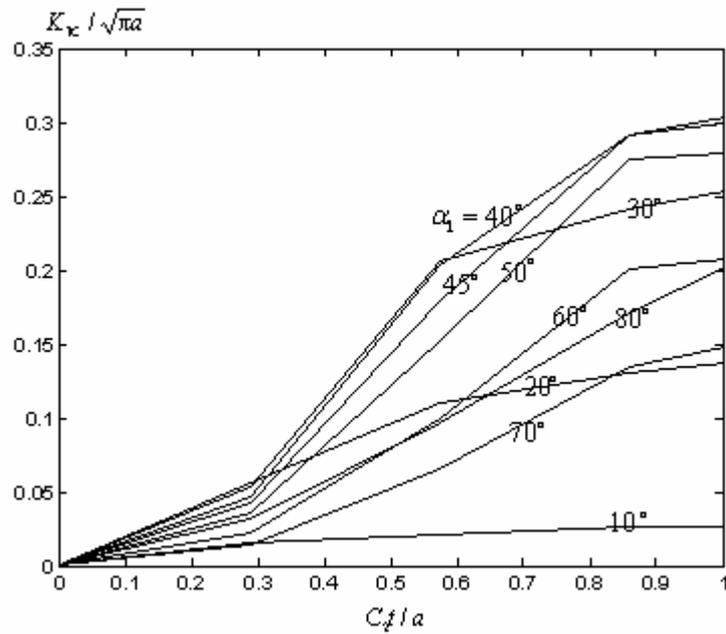


图 4-11 不同入射角下无量纲因子 $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ 与 $C_2 t / a$ 的关系图

4.3 冲击载荷作用下有限尺寸裂纹动态响应数值模拟

对于冲击载荷作用下有限尺寸裂纹的动态响应问题一般有两种方法处理：分析解法与数值方法。其中，分析解法是通过设定弹性动力学的基本方程以及特定的边界条件，并对这些偏微分方程求解，从而得到其响应的结果。而这些偏微分方程的求解一般很复杂，甚至最后不得不借助于数值方法来求解。所以在前两节中，仅在已有的一些分析解法结果与近似结果的基础上，构造出斜入射作用时用来计算其动态响应的近似的计算公式，即动态应力强度因子的计算公式，进而对最优断裂以及起裂角等问题进行了探讨。然而其方法是否可行、结果是否可靠？还不得而知，所以还要进行一系列的数值模拟研究，一方面验证前面理论分析的可行性，另一方面是为了得到更为详尽、更为精确的结果，并总结出一些新的结论。

4.3.1 垂直或剪切冲击载荷作用下裂纹的动态响应

此试件如图 4-12 所示，其几何尺寸与材料常数为：

$$2L = 100\text{mm}, 2a = 20\text{mm}, T = 2.5\text{mm} \text{ (厚度)}$$

$$E = 70 \text{ Gpa}, \nu = 0.3, \rho = 2.6 \text{ g/cm}^3$$

材料采用多线性随动强化 (MKIN) 选项来近似表示材料的应力—应变曲线，如图 4.13 所示。

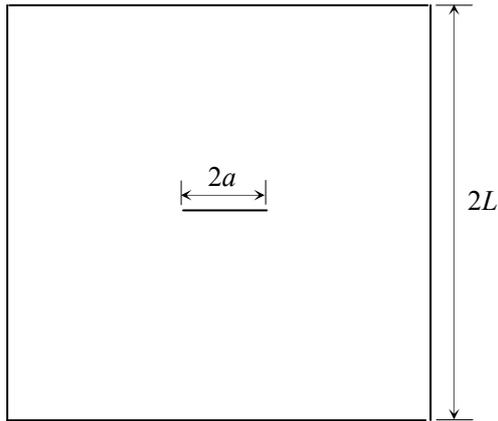


图 4-12 试件几何尺寸

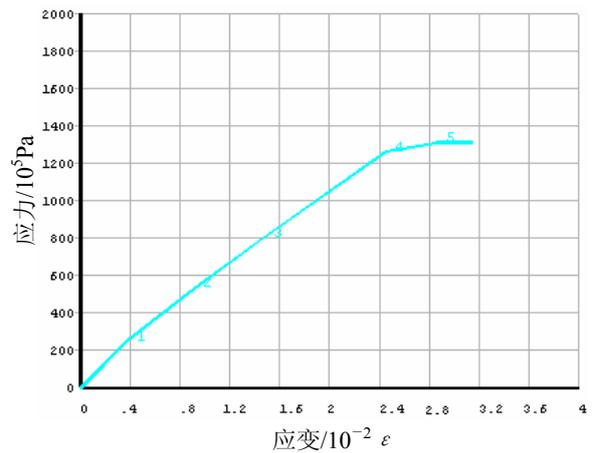


图 4-13 典型应力-应变关系图

设在时刻 $t = 0$ 板上下表面受均布阶跃拉伸应力作用，其应力加载如图 4-14 所示。利用对称性，取试件的四分之一进行计算，有限元网格如图 4-15 所示。裂纹尖端单元采用退化的 20 节点棱柱形等参元。时间步长 $\Delta t = 1\mu s$ ，外载幅值 $\sigma = 20MPa$ 。

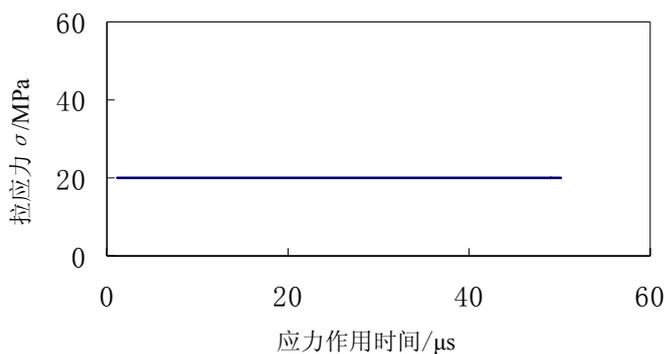


图 4-14 应力加载图

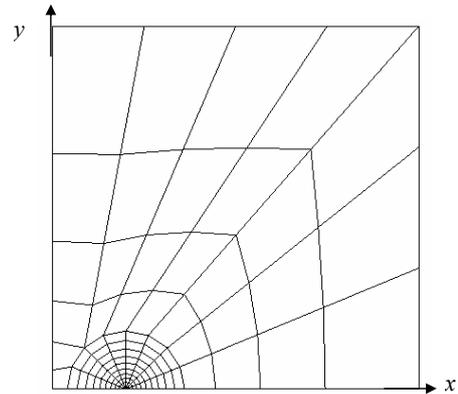


图 4-15 有限元网格划分

计算按平面应变处理。

图 4-16 与图 4-17 分别记录了裂纹面上节点(坐标为: $(-1,0)$)，裂尖(坐标为: $(0,0)$)和裂尖前不远处节点(坐标为: $(0.8,0)$)的 Y 方向应力随时间而变化关系图。而图 4-22 与图 4-23 分别是有限尺寸裂纹在垂直拉伸冲击载荷作用下的 Y 方向应力场与应变场随时间变化的系列图。

由图 4-16 可知，裂纹面上的 Y 向应力随着加载时间的延续，其值反复交替变化，呈一种震荡状态，其平均值大约为 0，属于应力释放区。而在图 4-17 中裂纹尖端前的区域由于裂纹的存在，应力集中明显，在距裂尖 8mm 处，其最大应力集中系数仍达到 2.5 以上，且其应力值在应力波第一次达到后(即加载后 $10\mu s$ 左右)上升到 40MPa 左右，随后有一小段的下降，然后又逐渐上升，直到 $20\mu s$ 左右时达到最大值，即相当于应力波叠加的情况；而此后由于水平应力波的反射与干扰、以及裂纹尖端产生的应力波散射作用，其应力值逐渐减少，动态效应相应减弱。

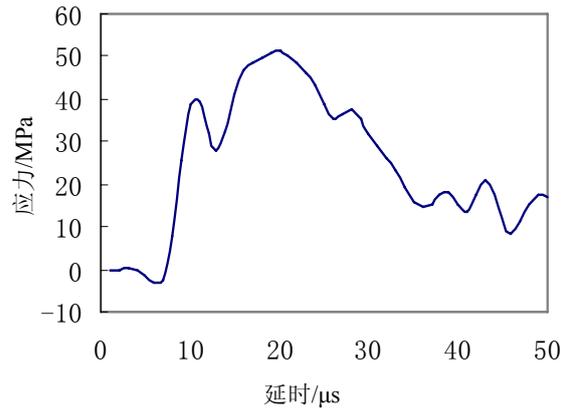
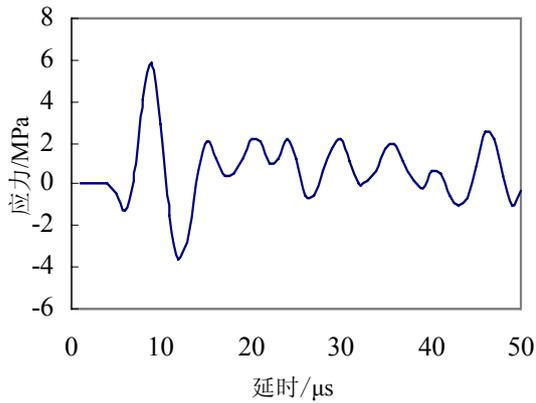


图 4-16 裂纹面上节点 Y 向应力随时间变化图 图 4-17 裂尖前不远处节点 Y 向应力随时间变化图

由图 4-22 与图 4-23 的应力场与应变场变化的系列图可以更清楚地看出如上变化, 如 $9\mu\text{s}$ 时应力波刚达到裂纹处, $15\mu\text{s}$ 时应力等高线以裂纹尖端为中心散射状分布, $20\mu\text{s}$ 时应力波出现第一次叠加, $30\mu\text{s}$ 时应力场中出现水平应力波传播状态以及 $50\mu\text{s}$ 时出现更为明显的水平应力波传播。而 Y 向应变场中, 由于对称性以及裂纹的存在, 使得应力波到达裂纹处后其应变为 0 的区域随时间的变化呈“蝴蝶拍翅”状—其中 x 轴为蝴蝶身体, 其头先在裂纹尖端, 拍翅一次后, 变成尾部在裂纹尖端, 随后循环变化。

同样, 受剪切冲击载荷作用时, 即在 $t=0$ 时刻, 板左下半表面与右上半表面同时受均布阶跃拉伸应力 σ 作用, 使其呈反对称加载模式。利用反对称性, 取试件的四分之一进行计算, 有限元网络如图 4-15 所示。裂纹尖端单元采用退化的 20 节点棱柱形等参元。时间步长 $\Delta t=1\mu\text{s}$, 外载幅值 $\sigma=20\text{kg}/\text{mm}^2$ 。如果要达到纯剪切的状态, 便必须要对板的上下表面加以约束。

图 4-18 与图 4-19 是裂纹面节点(其坐标为: $(-1,0)$), 裂尖(坐标为: $(0,0)$)和裂尖不远处节点(其坐标为: $(0.8,0)$)在 X 方向的应力随时间变化关系。而图 4-24 与图 4-25 是有限尺寸裂纹在剪切拉伸脉冲载荷作用下在 X 方向的应力场与应变场随时间变化系列图。

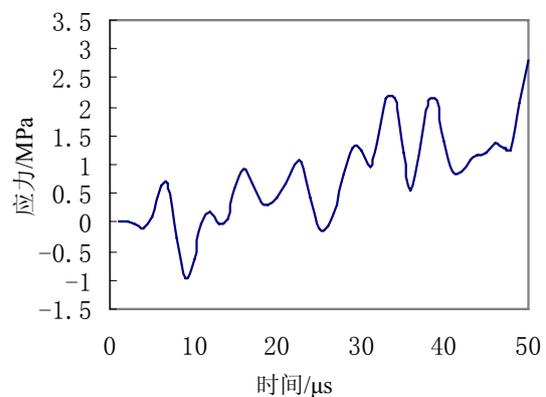
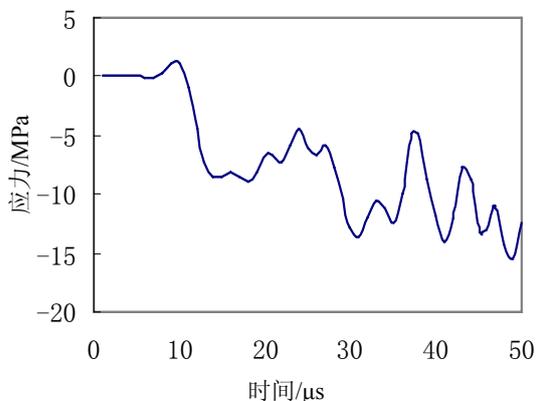


图 4-18 裂纹面节点在 X 方向的应力-时间图

图 4-19 裂尖不远处节点在 X 方向的应力-时间图

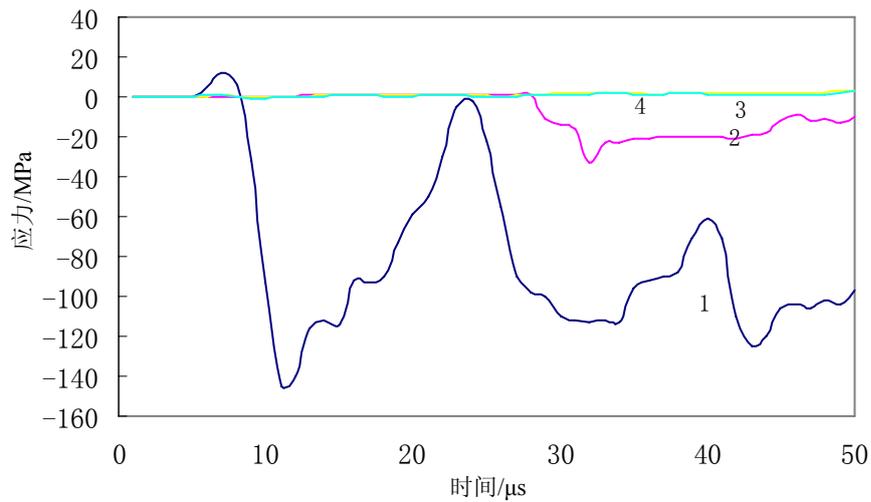


图 4-20 裂纹尖端前的区域在 X 方向的应力-时间图

由图 4-18 可知，裂纹面上 X 方向的应力波在到达后马上下降到 -10MPa 左右，随后随着加载时间的延续，呈一种小幅波动变化，这是与后来的应力波不断叠加的结果。而在图 4-19 中的裂纹尖端前的区域由于裂纹的存在，应力集中明显，但区域很小，随着与裂纹尖端距离的增加，其应力波幅值迅速减小。图 4-20 中曲线 1 表示裂尖在 X 方向的应力随时间的变化，曲线 2 为坐标为 $(0.24, 0)$ 的节点 X 方向应力随时间变化图，曲线 3 为坐标为 $(0.56, 0)$ 的节点的在 X 方向的应力随时间变化图，曲线 4 为坐标为 $(0.8, 0)$ 的节点的 X 方向应力随时间变化。

根据应力强度因子的计算公式，只要记录了每一迭代步中的应力应变数据，并选择好计算路径，便能方便地计算出动态应力强度因子随时间变化的关系。图 4-21 便是计算所得的各种应力强度因子随时间变化的关系图。

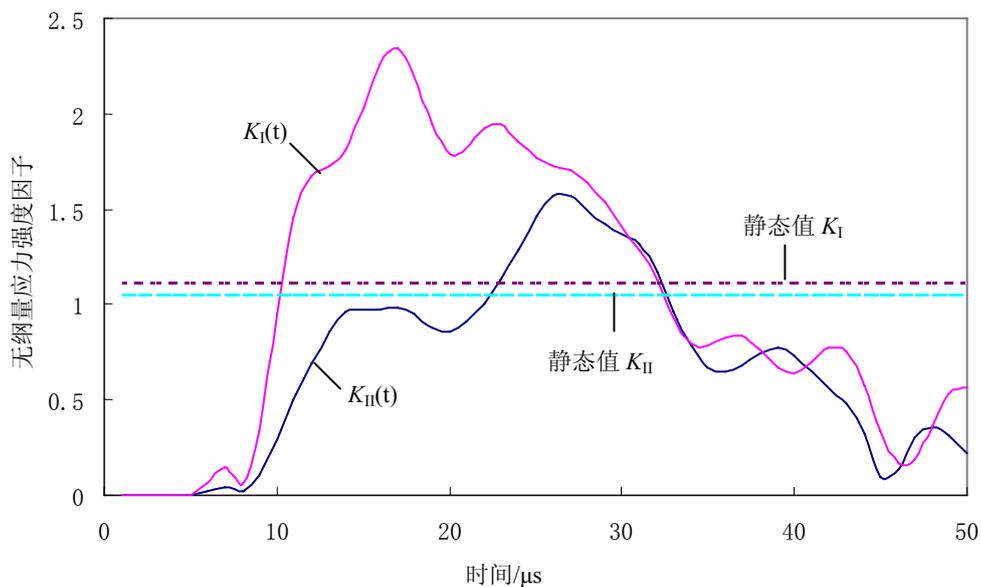


图 4-21 各种应力强度因子随时间变化的关系图

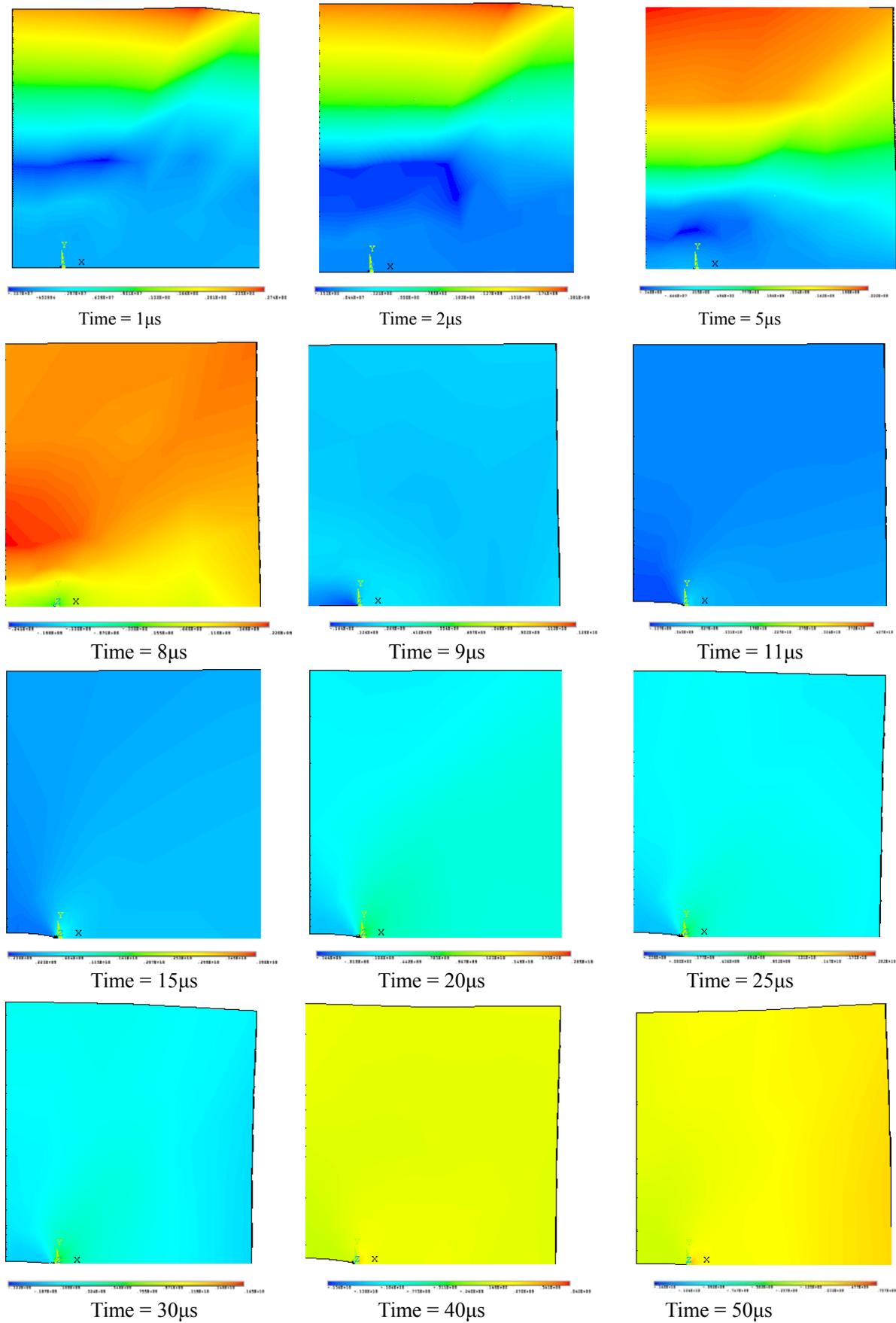


图 4-22 有限尺寸裂纹在垂直拉伸冲击载荷作用下的 Y 方向应力场随时间变化系列图

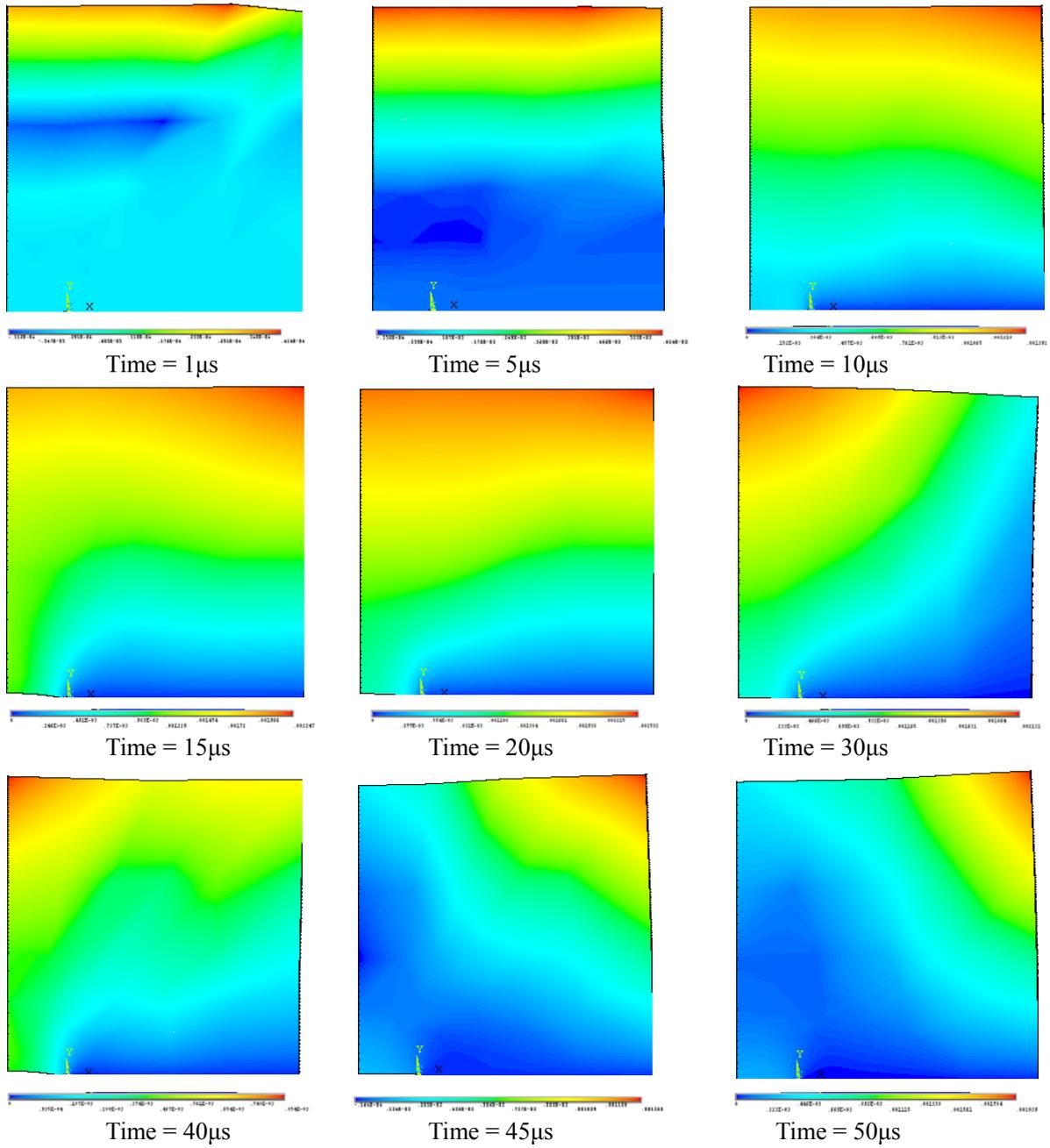
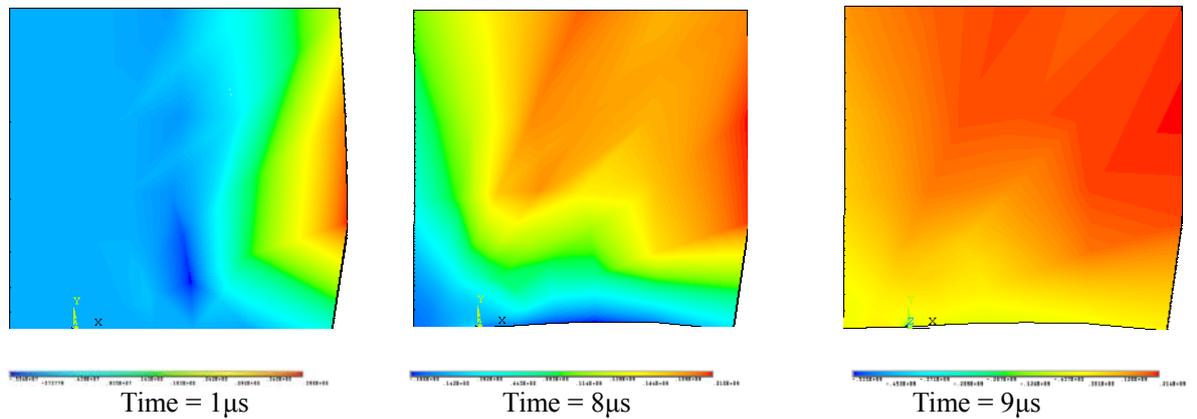


图 4-23 有限尺寸裂纹在垂直拉伸冲击载荷作用下的 Y 方向应变场随时间变化系列图



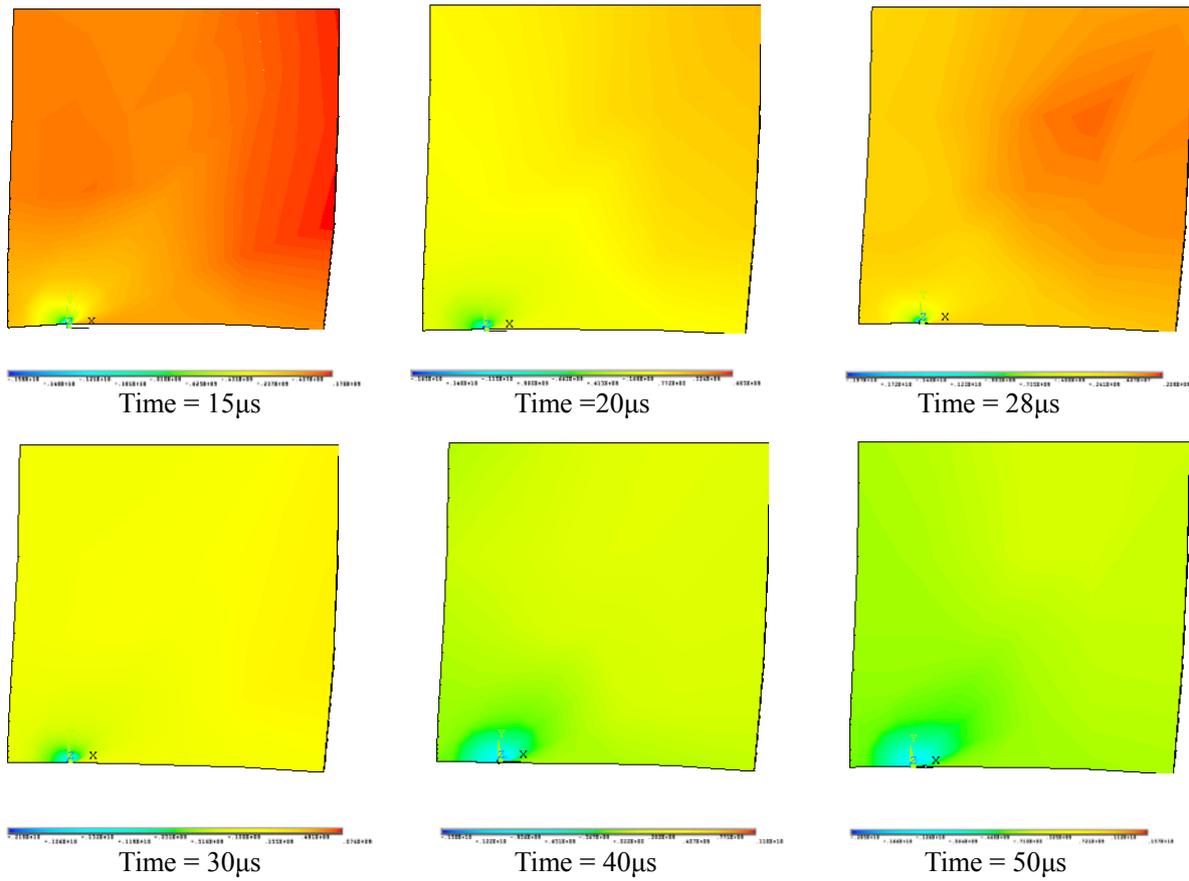


图 4-24 有限尺寸裂纹在剪切拉伸冲击载荷作用下的 X 方向应力场随时间变化系列图

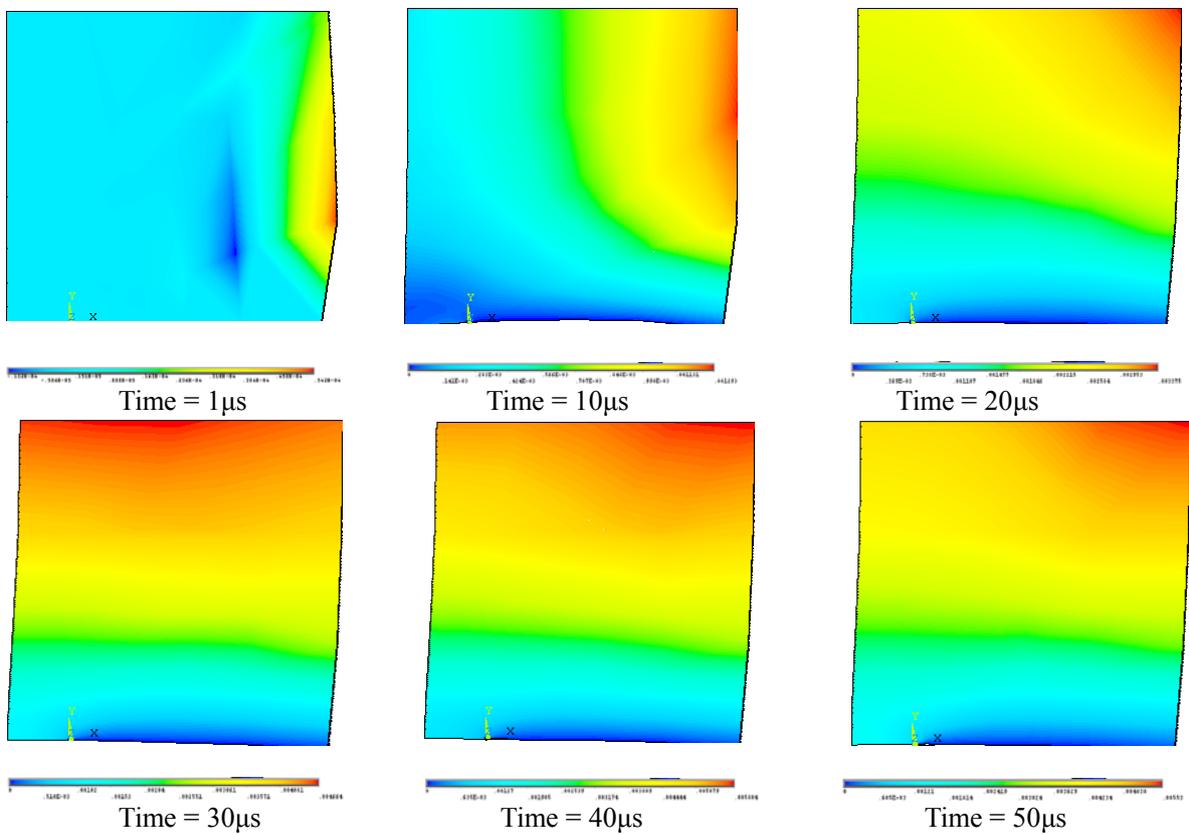


图 4-25 有限尺寸裂纹在剪切拉伸冲击载荷作用下的 X 方向应变场随时间变化系列图

4.3.2 斜入射脉冲载荷作用下裂纹的动态响应

对于斜入射脉冲载荷作用下裂纹的动态响应的数值模拟，由于模型的非对称性，必须采用整体分析，同时对于内部裂纹的设置，只能采取有一定体积的裂纹实体。该试验的模型的几何尺寸如图 4-26 所示。为了较为准确地表示出裂纹尖端的效应，裂纹是由两段对称的圆弧面合围而成，圆弧面的跨度为 $2a$ 、圆弧高度为 b 、裂纹长轴与 x 轴正方向的夹角为 θ ，三者都可以改变。其材料常数如下：

$$2L = 100\text{mm}, 2a = 20\text{mm}, T = 2.5\text{mm} \text{ (厚度)}$$

$$b = 1 \sim 9 \text{ mm}, \theta = 0^\circ \sim 90^\circ$$

$$E = 70 \text{ GPa}, \nu = 0.3, \rho = 2.6 \text{ g/cm}^3$$

材料的本构关系仍采用 4.3.1 节中的非线性应力—应变关系。

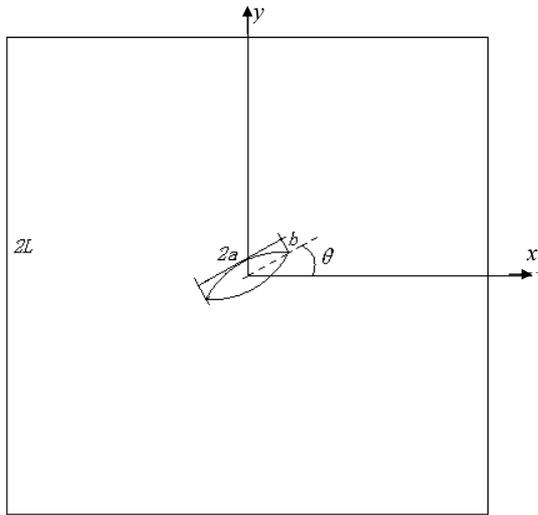


图 4-26 几何尺寸图

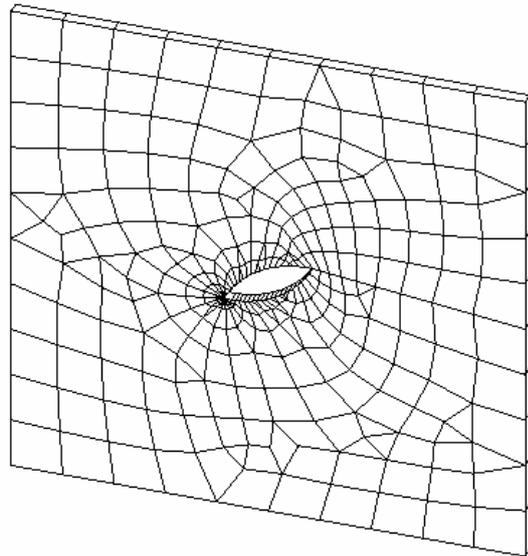


图 4-27 有限元网格划分

设在时刻 $t = 0$ 板上下表面受均布阶跃拉伸应力 σ 作用，其应力加载如图 4-14 所示。

由于模型的非对称性，采用整体分析。对模型的下表面加以固定约束。有限元网格划分时，由于一个表面区域只能有一个应力集中点，且只需对其中一个做出分析，因而其网格划分如图 4-27 所示，裂纹尖端采用退化的 20 节点棱柱形等参元。裂纹尖端区域节点编号如图 4-28 所示。时间步长 $\Delta t = 1\mu\text{s}$ ，外载幅值 $\sigma = 20\text{MPa}$ 。

计算按平面应变处理。

以 $b = 3 \text{ mm}, \theta = 30^\circ$ 为例，图 4-29 ~ 图 4-36 分别记录了裂纹尖端区域里节点 174、节点 177 以及裂纹面上节点 118 与节点 123 在 X 方向与 Y 方向的应力随时间而变化关系图。而图 4-37 ~ 图 4-40 分别是有限尺寸裂纹在垂直拉伸冲击载荷作用下的 X 方向与 Y 方向应力场与应变场随时间而变化系列图。

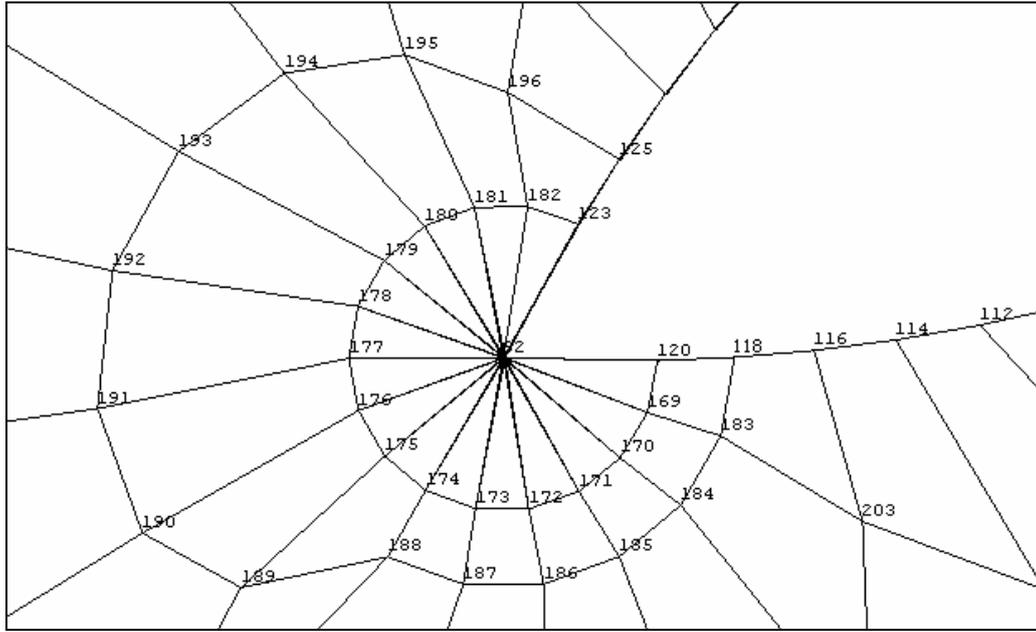


图 4-28 裂纹尖端区域节点编号

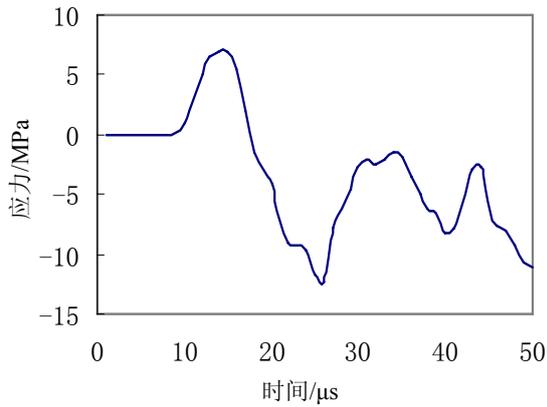


图 4-29 节点 174 的 X 方向应力随时间变化图

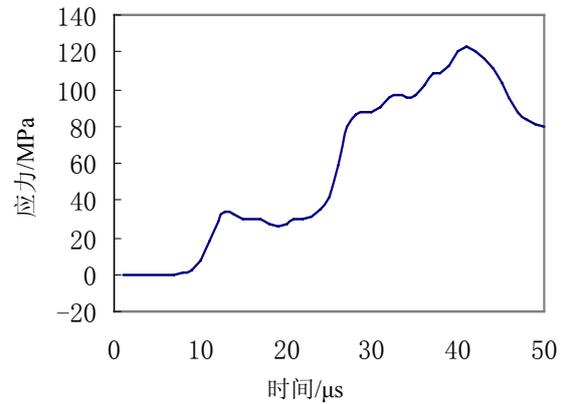


图 4-30 节点 174 的 Y 方向应力随时间变化图

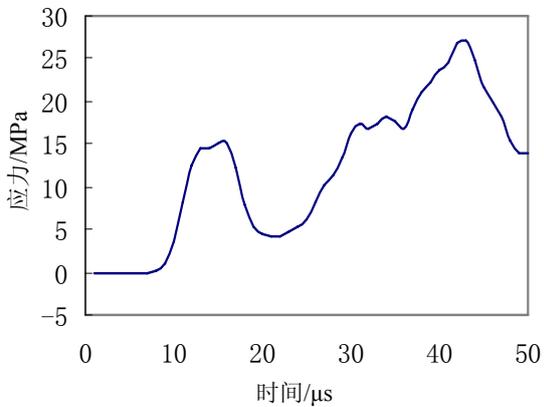


图 4-31 节点 177 的 X 方向应力随时间变化图

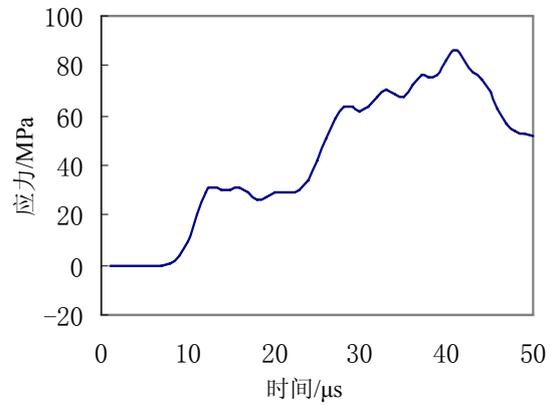


图 4-32 节点 177 的 Y 方向应力随时间变化图

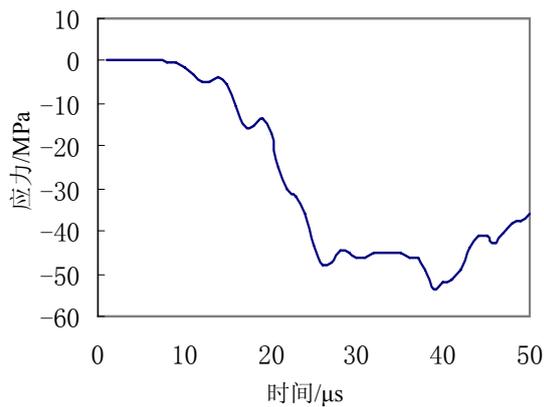


图 4-33 节点 118 的 X 方向应力随时间变化图

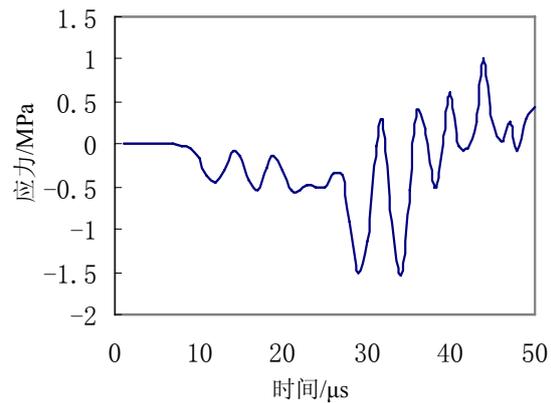


图 4-34 节点 118 的 Y 方向应力随时间变化图

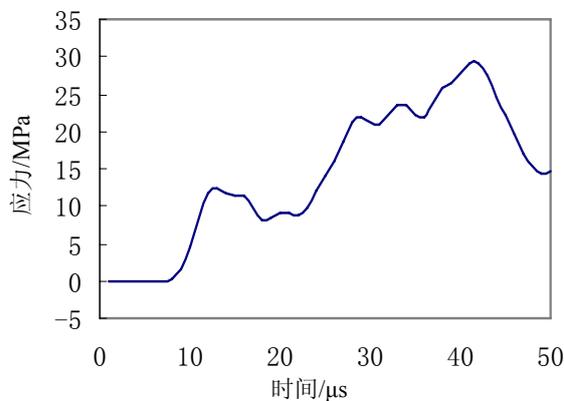


图 4-35 节点 123 的 X 方向应力随时间变化图

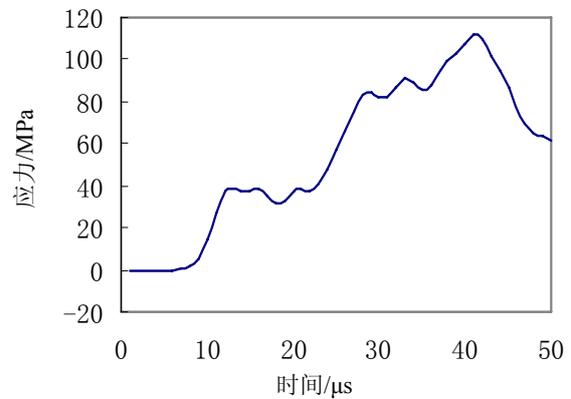


图 4-36 节点 123 的 Y 方向应力随时间变化图

由图 4-29 ~ 图 4-30 可知，因为节点 174 处于裂纹尖端的下方，其 X 方向的应力在应力波第一次到达时为正，随后由于应力波的反射与叠加而变为负，并最后在负值里面波动，这是裂纹的角度对这一节点的影响，而其 Y 方向的应力则随应力波的叠加一次次的增长。节点 177 处于裂纹尖端的前方，它在 X 方向的应力在应力波第一次到达时上升，随后也由于应力波的反射与叠加而下降，但一直为正，之后又逐渐增加；而它的 Y 方向的应力也是随应力波的叠加而增长，只是它的变化幅值比节点 174 小。对于裂纹面上的节点 118，由于它处于应力波的对面，裂纹的角度使得它 X 方向的应力为负，而 Y 方向应力围绕着 0 呈小幅波动变化。裂纹面上的节点 123 是在应力波加载方向，随着加载的进行，应力波逐渐叠加，其 X、Y 方向的应力都是逐渐增长。

图 4-37 ~ 图 4-40 体现了应力、应变随时间而变化的情况。在加载的前一阶段，应力波与应变波的传播很明显。随着波传播到裂纹处才产生反射、散射等。随后波叠加的现象越来越多，最后使得整个模型达到了一个比较均匀的状态，裂纹周围除外。比较典型的变化如图 4-38，当其应力波传播到裂纹后由于裂纹面的存在，出现了应力释放区，且其大小、形状随加载的进行而不断变化，正如上一节中分析的一样。而其 X、Y 方向的应变都出现了以裂纹为中心的“漏斗区”。

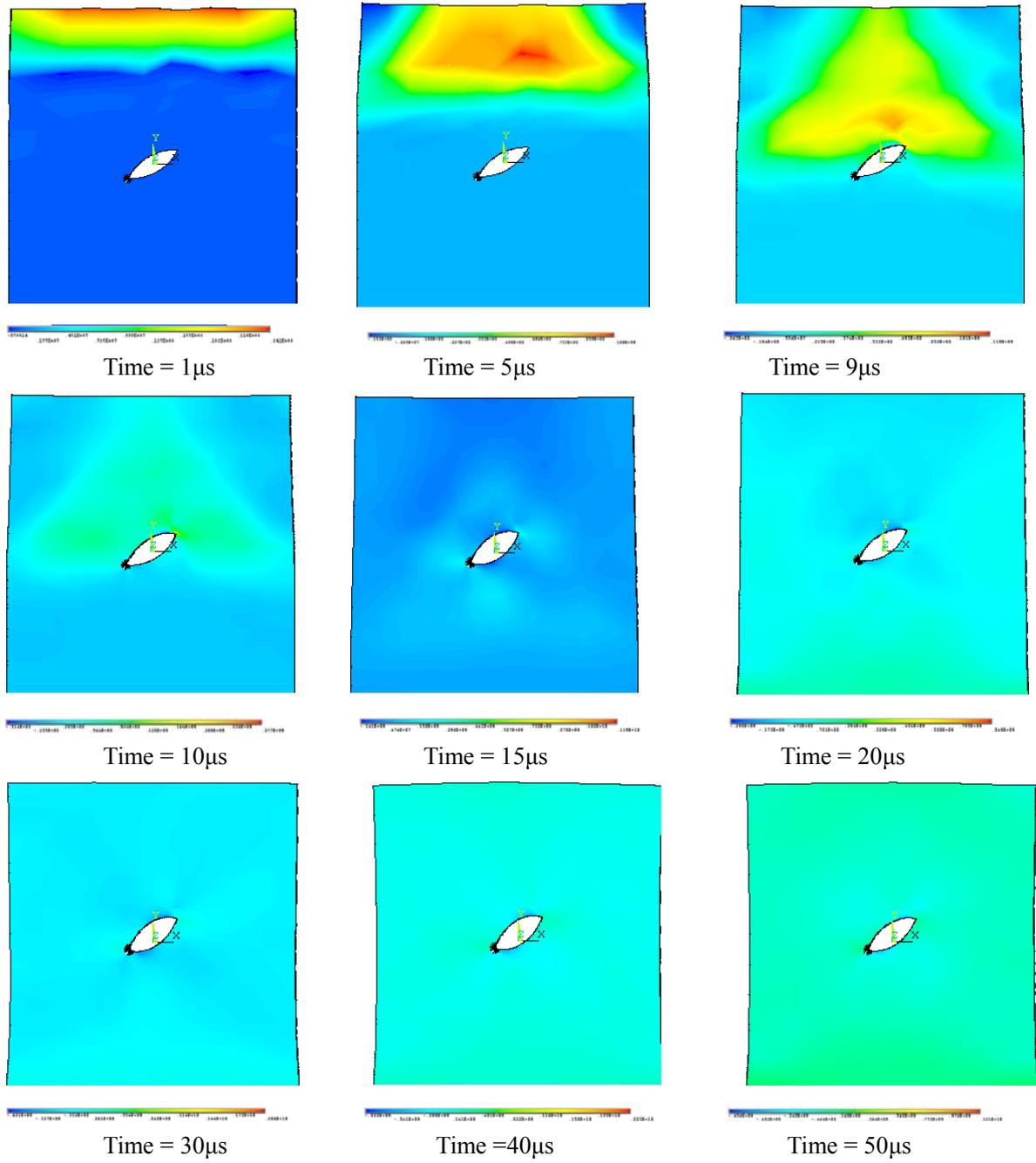
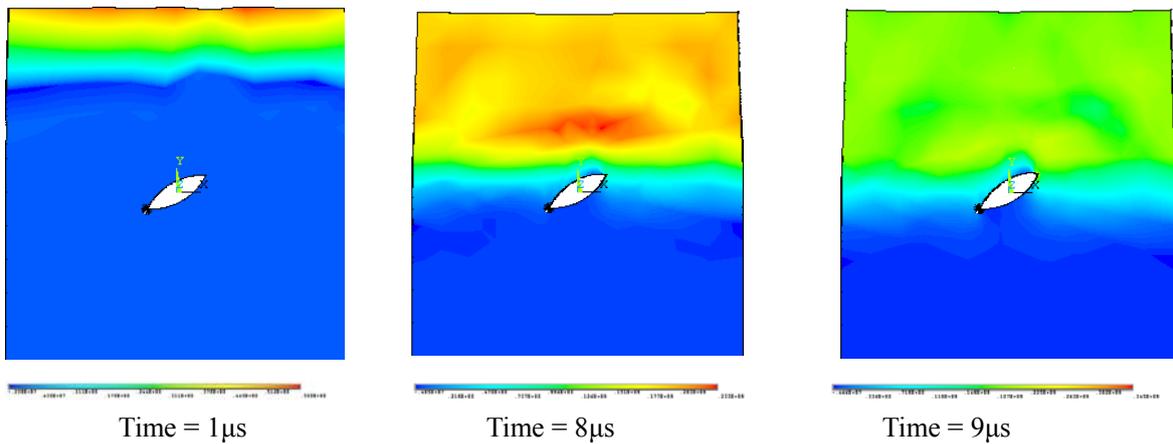


图 4-37 有限尺寸裂纹在斜拉伸冲击载荷作用下的 X 方向应力场随时间而变化系列图



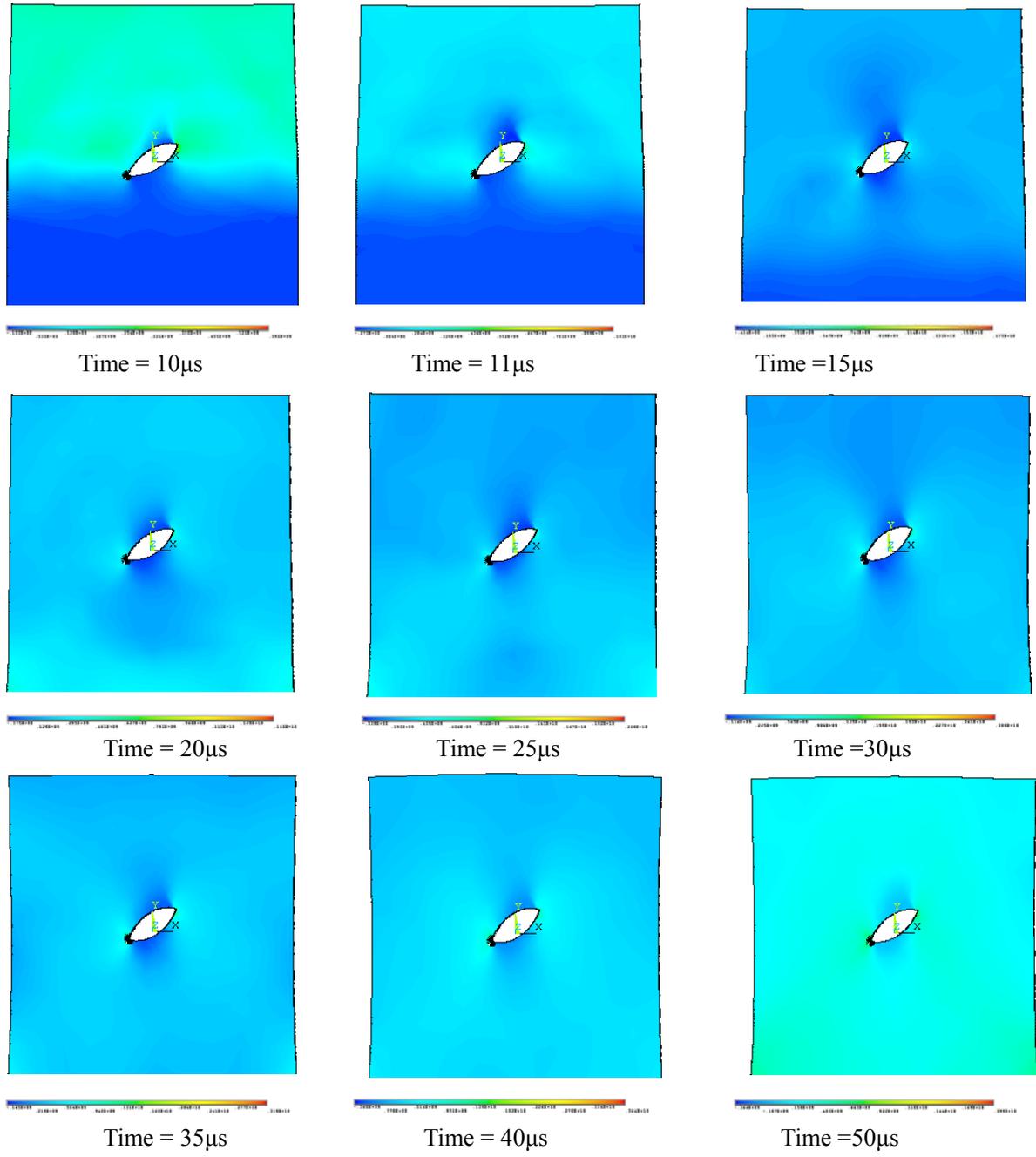
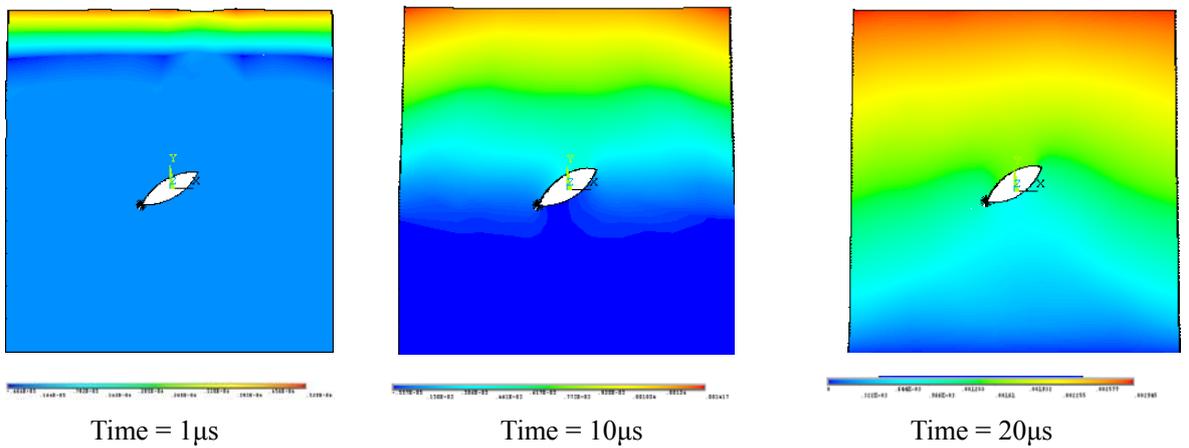


图 4-38 有限尺寸裂纹在斜拉伸冲击载荷作用下的 Y 方向应力场随时间而变化系列图



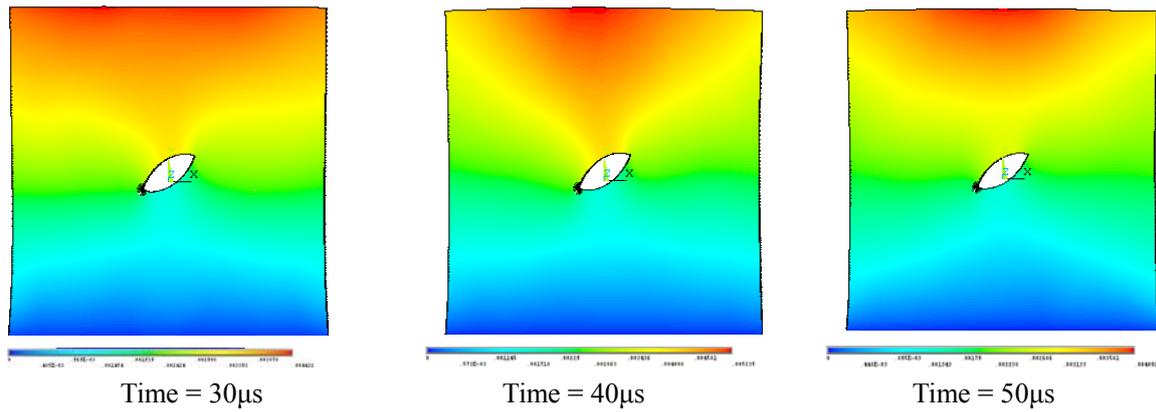


图 4-39 有限尺寸裂纹在斜拉伸冲击载荷作用下的 Y 方向应变场随时间而变化系列图

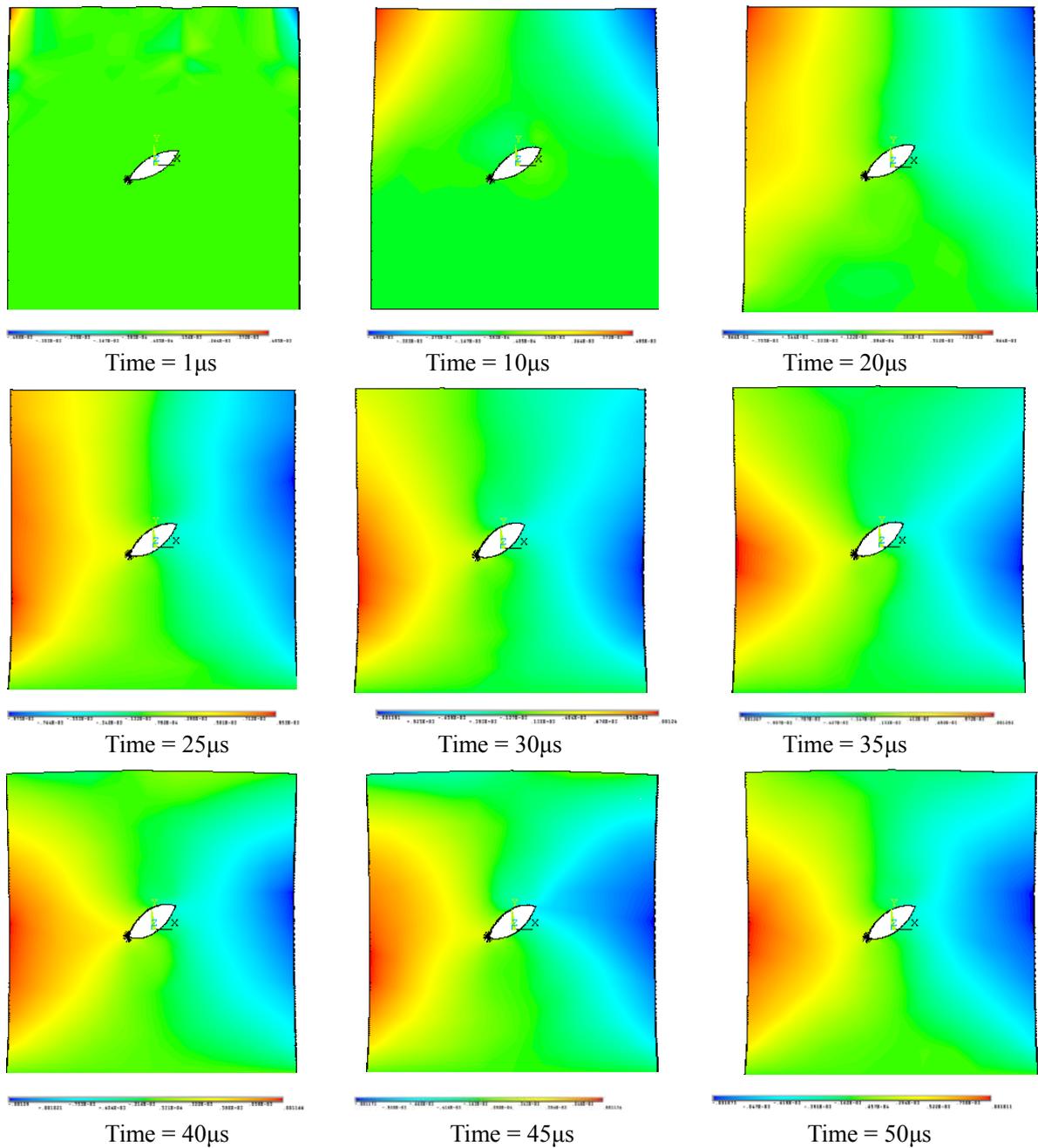


图 4-40 有限尺寸裂纹在斜拉伸冲击载荷作用下的 X 方向应变场随时间而变化系列图

对于这种裂纹的动态应力强度因子的计算，由于裂纹有一定程度的张开，不好直接使用应力强度因子计算公式，故改为通过计算动态 J 积分再换算成动态应力强度因子的方法。其 J 积分计算公式为：

$$J_I = \int_{\Gamma} W dy - \int_{\Gamma} (t_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + t_y \frac{\partial u_y}{\partial x}) ds \quad (4-8)$$

$$J_{II} = \int_{\Gamma} W dx - \int_{\Gamma} (t_x \frac{\partial u_x}{\partial y} + t_y \frac{\partial u_y}{\partial y}) ds \quad (4-9)$$

式中： Γ — 绕裂纹尖端的任一路径；

W — 应变能密度； $W = W(\varepsilon_{ij}) = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}$ ；

t_x — 沿 x 轴的拉向量； $t_x = \sigma_x n_x + \sigma_{xy} n_y$ ；

t_y — 沿 y 轴的拉向量； $t_y = \sigma_y n_y + \sigma_{xy} n_x$ ；

σ — 应力分量；

n — 路径 Γ 的外法线单位向量；

u — 位移向量；

s — 沿路径 Γ 上的积分距离。

其裂纹尖端的积分路径如图 4-41 所示。

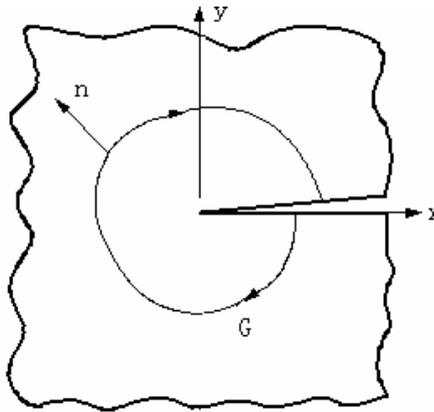


图 4-41 裂纹尖端的积分路径图

对于平面应变情形，动态应力强度因子与 J 积分的关系为：

$$K_I = \sqrt{\frac{J_I * E}{1 - \nu^2}}; \quad K_{II} = \sqrt{\frac{J_{II} * E}{1 - \nu^2}} \quad (4-10)$$

所以只要记录了每一步迭代中的应力应变数据，然后根据上面的一些公式，便可计算出动态应力强度因子随时间变化的情况。同时我们对于各种情形的静态应力强度因子也进行了计算。图 4-42 便是不同位置(即不同角度 θ)不同大小(即不同的 b 值)的裂纹在静态载荷作用下的 K_I 与 K_{II} 。而图 4-43 是不同位置(即不同角度 θ)不同大小(即

不同的 b 值)的裂纹在冲击载荷作用下的 K_I 与 K_{II} 随加载时间的进行而动态变化情况。

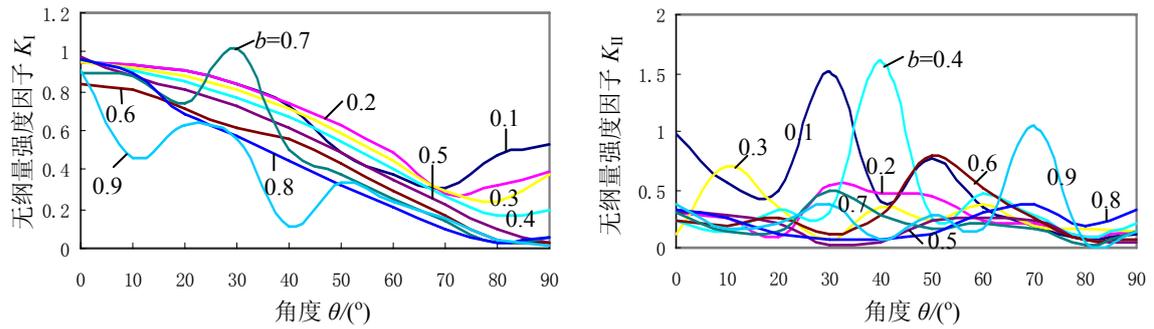
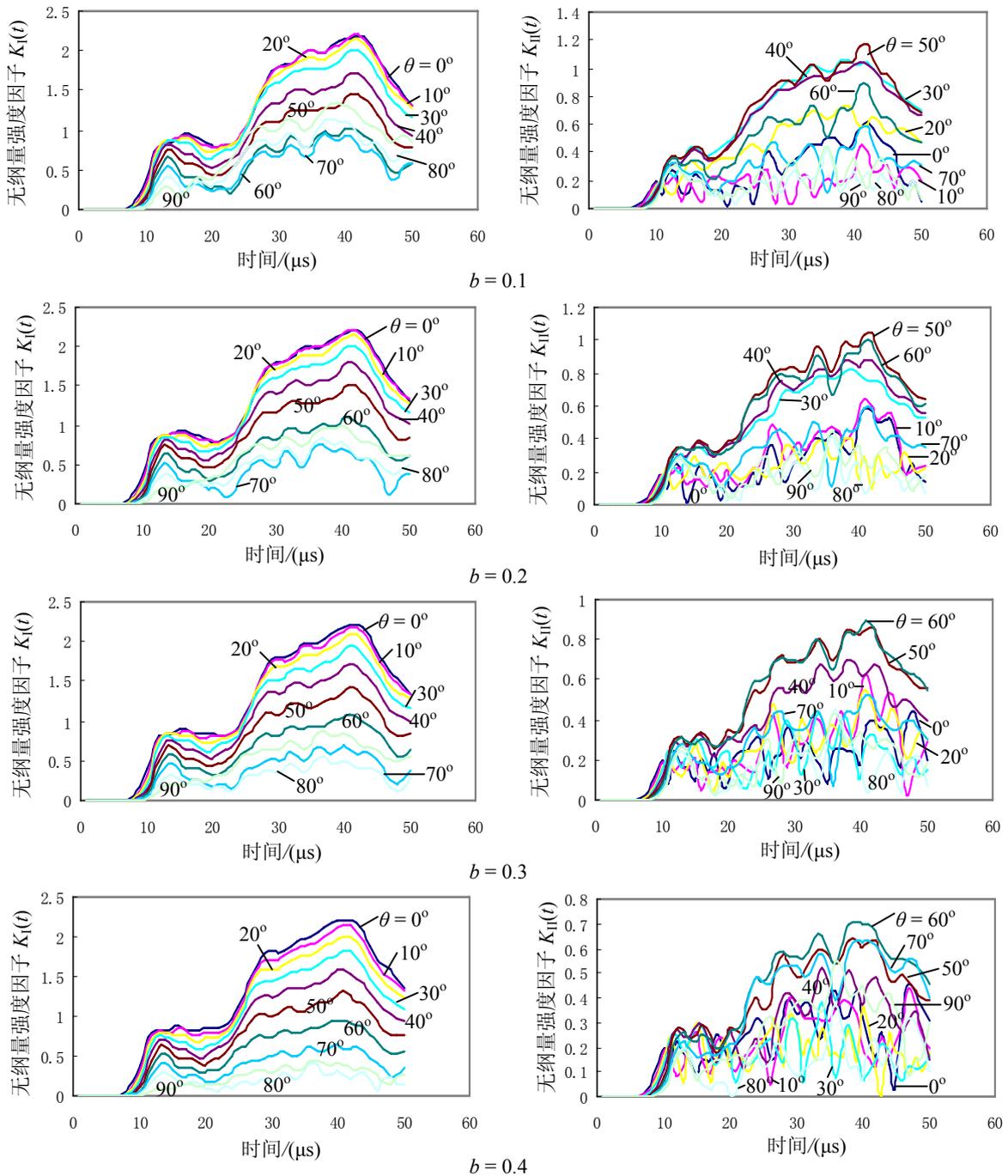


图 4-42 不同位置(即不同角度 θ)不同大小(即不同的 b 值)的裂纹在静态载荷作用下的 K_I 与 K_{II}



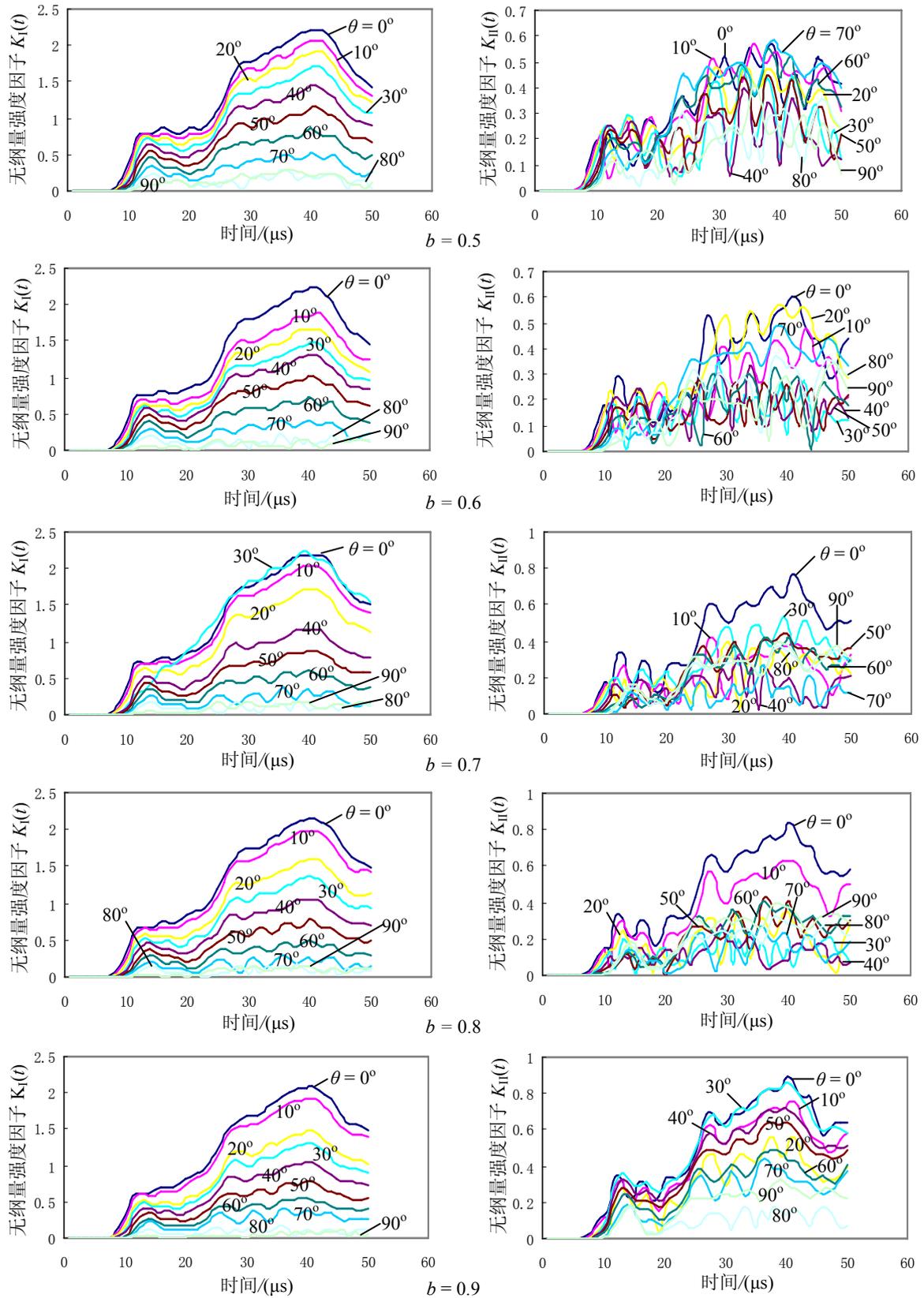


图 4-43 不同位置(即不同角度 θ)不同大小(即不同的 b 值)的裂纹在冲击载荷作用下的 K_I 与 K_{II} 随加载时间而动态变化的系列图

由图 4-42 所得的静态 K_I 与 K_{II} 值可知： K_I 值随着 θ 的增加而减少，随着 b 的增加而减少，也就是裂纹越尖、载荷与裂纹面越垂直， K_I 值便越大； K_{II} 值的变化不是很明显，但总体说来是随着 θ 的增加先增加后减少。

图 4-43 中 $K_I(t)$ 值随着加载的进行逐渐增长，而在同一时刻 θ 越大，其值越小，而对于不同大小与形状的影响不是很明显，而对于 $K_{II}(t)$ ，它也是随着加载的进行逐渐增长，但在同一时刻它是随着 θ 的增加先增加后减少，并且裂纹的大小与形状不同对其影响很明显，其总体趋势是随着 b 值的增加先减少后增加。

由所得的 K_I 与 K_{II} 值，代入式(4-6)与(4-7)便可以计算出裂纹的起裂角 θ_0 与裂纹起裂时的 K_{IC} 。

为了与前面的理论分析结果进行对比，只选择比较接近典型的裂纹，即 $b = 0.1$ 时的情形来计算，计算所得结果如图 4-44，4-45 所示。

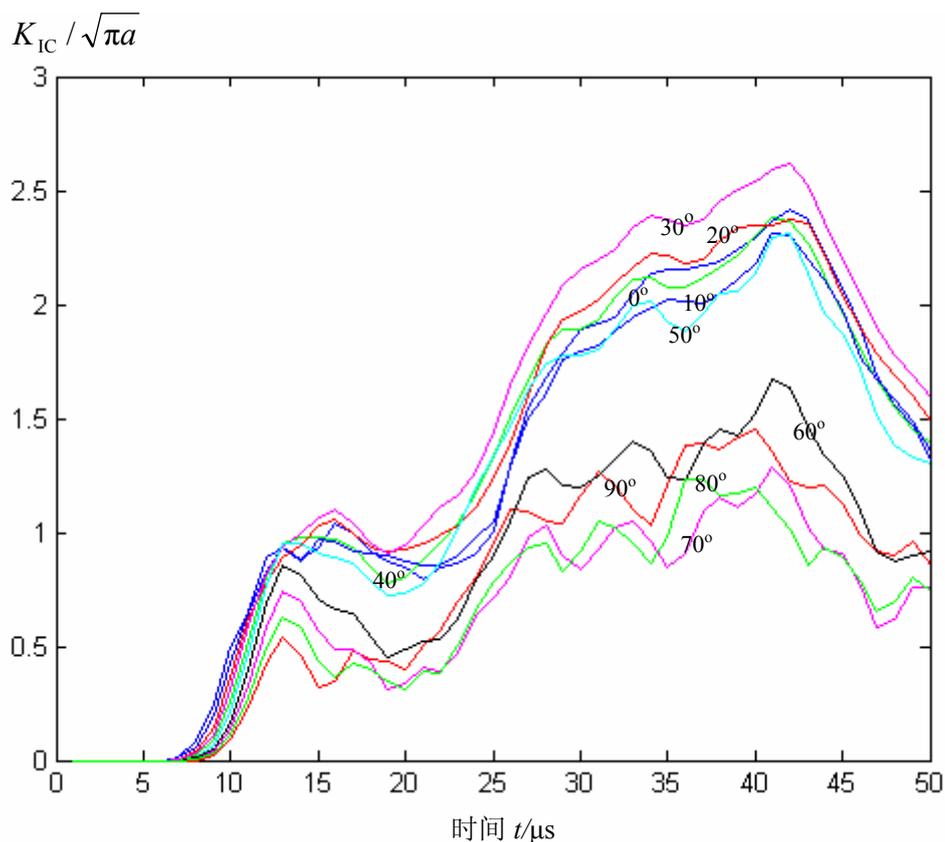


图 4-44 $b = 0.1$ 时不同角度 θ 下无量纲因子 $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ 与时间 t 的关系图

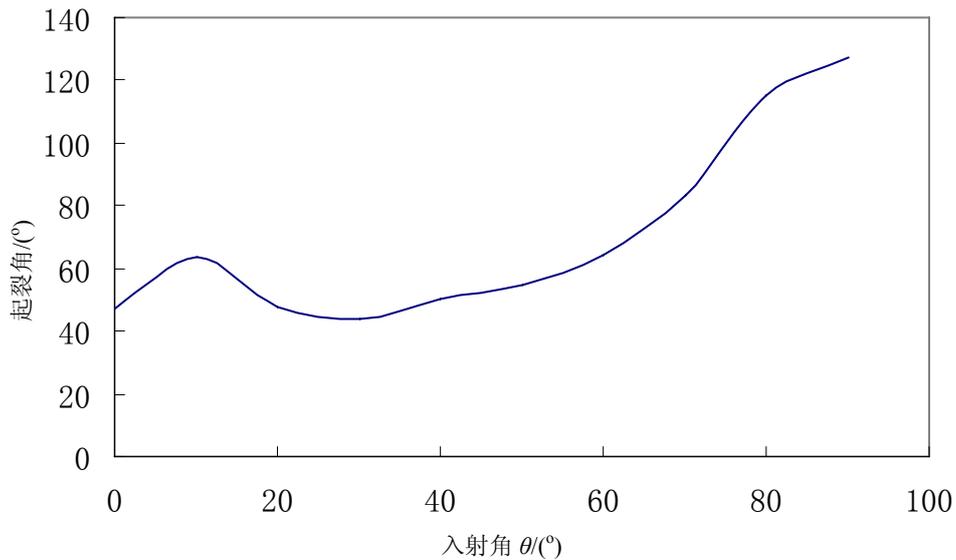


图 4-45 $b = 0.1$ 时不同角度 θ 下裂纹的起裂角变化图

由图 4-44 可知：无量纲因子 $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ 随着 θ 的增大，也就是应力波入射角度的增加，其值先是增加，在 $30^\circ \sim 40^\circ$ 之间达到最大值，随后逐渐减少，在 $70^\circ \sim 80^\circ$ 之间达到最小值，然后再有所上升。而图 4-45 即给出了在 $b = 0.1$ 时不同角度 θ 下裂纹的起裂角变化图，其起裂角是初始裂纹长轴与裂纹扩展方向的夹角。从上面的两图可知在入射角为 30° 左右时，动态应力强度因子 $K_{IC} / \sqrt{\pi a}$ 达到最大值，也就是在这种情形下最容易导致断裂的发生而此时裂纹的起裂角为 43° 。这与前面理论部分的结果有一定的差异，这是因为裂纹尺寸与形状有一定的影响，且这种影响随着应力波入射角度的增加而增加。

4.4 小结

通过对单一有限尺寸裂纹在垂直、剪切以及斜向拉伸冲击载荷作用下的动态响应进行了理论分析计算及数值模拟，对其细观动态响应进行了较为系统的研究，主要得出了如下结论：

- 1 根据应力波传播理论，分析了应力脉冲作用时近裂纹面的应力场，得出了影响其动态应力强度因子的主要因素是应力释放区大小以及应力释放区外的应力分布。
- 2 根据断裂动力学的基本原理以及应力波与裂纹相互作用所产生的应力场，得出了用于计算动态应力强度因子的近似表达式：

$$\begin{cases} K_I(t) = d^{1/d} \cdot \sum (\int_{x_1}^{x_2} \sigma_y(t) \sqrt{h(t)} dx / (x_2 - x_1)); \\ K_{II}(t) = \sum (\int_{x_1}^{x_2} \sigma_x(t) \sqrt{\pi \cdot s(t)} dx / (x_2 - x_1)). \end{cases}$$

3 对垂直、剪切以及斜向等各种载荷作用形式下的动态响应进行了数值模拟，得到了一系列的随时间而变化的动态应力场以及应变场图，从而可清晰观察到应力波的传播过程以及应力波在裂纹处的反射与散射等情况，并可观察到应力波在边界上的反射以及应力波叠加等复杂情况。

4 通过数值模拟所记录下的每一步迭代中的应力应变数据，计算出应变能密度，进而利用应力强度因子计算公式直接计算出动态应力强度因子或通过计算 J 积分再换算成动态应力强度因子，其中垂直与剪切两情况所得的结果与前人所得结果较为吻合。

5 对于斜入射作用情况，由于非对称性而采用整体分析方法，所以采用了两圆弧的方法来近似表达，而且采用 J 积分的方式间接得到动态应力强度因子，其中 $K_{I}(t)$ 值随着加载的进行逐渐增长，而在同一时刻 θ 越大(也就是应力波的入射角越大)，其值越小，而对于不同大小与形状的影响不是很明显，对于 $K_{II}(t)$ ，它也是随着加载的进行逐渐增长，但在同一时刻它是随着 θ 的增加先增加后减少并且裂纹的大小与形状差异对其影响很明显，其总体趋势是随着 b 值的增加先减少后增加。

6 由所得的动态应力强度因子，再根据最大周向应力判据，用理论分析得到了应力波与裂纹相互作用角度为 45° 时会产生最优断裂，相应的起裂角为 39° ，但是由于没有考虑到应力波在裂纹尖端所产生的散射波的影响，且理论分析时载荷作用时间太短，所以所得结论有一定的偏差。而在数值模拟中，得到了应力波与裂纹相互作用角度为 30° 时会产生最优断裂，相应的起裂角为 43° ，这是由于裂纹的近似表示使得最优断裂时应力波与裂纹相互作用的角度偏小。

第五章 应力波在缺陷处的传播规律

应力波在岩石中传播时,在产生幅值随距离衰减(attenuation)(也就是"物质弥散(material dispersion))的同时,脉冲的形状亦会随距离而变,也称"几何弥散"(geometrical dispersion)。前者的产生与材料的本身性质有关,反映了材料本身的性质对瞬态扰动波长的依赖性,如当脉冲在粒状结构的固体中传播时,如果波长可与组成材料主导颗粒的尺寸相比拟时,通常就会产生幅值的衰减,同时,由于在颗粒边界空隙中的散射,亦会导致能量的损失。而后者,即"几何弥散",只与波形和材料的几何结构有关,不管材料是否是完全弹性,它都可能出现,例如,当脉冲短得可以与传播杆的直径相比拟时,杆的侧向惯性将会使一部分波能转变为径向振动的形式,导致波形随传播距离的变化。

当加载应力大于岩石初始破裂应力时,由于岩石内部裂纹的扩展,将导致应力波沿岩石传播时幅值的衰减。由于岩石材料中包含有各种不同尺度的大量的缺陷,冲击载荷作用下在岩石中所引起的应力波在其传播过程中将会与缺陷相互作用,一方面,缺陷的存在将会影响应力波的传播;另一方面,应力波将会对缺陷产生作用而影响缺陷的稳定性。反过来,缺陷的不稳定性将会对应力波的传播产生极大的干扰,从而使应力波波形产生畸变。

本章主要对应力波在软弱结构面、张开型裂隙等缺陷处传播的规律与特征进行了研究,通过实验记录岩石在动态断裂破坏与不破坏时的应力波,通过对比研究,得到岩石在动态断裂破坏过程中应力波发生畸变的规律与特征。

5.1 软弱结构面对应力波传播的影响^[143]

对于研究应力波通过不连续面的透反射问题,早在1957年,Ripperger等人就给出了一维应力波通过不连续面时的透反射关系,其有效性也已由Cone通过实验得到了证实。1975年,Rinehart^[144]考虑了弹性波传播时的边界效应中的五种情况。Miller等人^[32]提出了求解考虑界面摩擦随滑动距离和滑动速率变化时折反射关系的一种近似解法。李夕兵等人^[145]通过引入岩体软弱结构面上正应力和剪应力的特定关系,给出了应力波斜入射到任意能滑动有摩擦的软弱结构面时折射和反射关系的精确表达式和据此得到的一些计算结果,并在此基础上,提出了判断岩体是否沿结构面产生相对滑移的动力准则。但这些结果基本上都是在考虑结构面上某一点折反射关系的基础上得到的,至于一个大的结构面或球面波作用于结构面时,由于结构面上每一点的折反射关系都不相同,则它们在应力波作用下的响应也都不相同,而结构面到底是滑动

还是稳定便难以确定，如要确定，用什么样的方法？且方法是否合适？这便是本节要解决的问题。

对完全粘结的岩层间断面，可以采用完全粘结条件下的应力波折反射关系进行分析；而对岩体中存在的一些软弱结构面，特别是一些构造结构面，由于粘结力一般小于 0.1MPa，有的甚至几乎无粘结力，当爆炸应力波，主要为压应力波，斜入射到这些结构面时，应力波在结构面上的切向分量将有可能导致岩层的相互滑动。因此，必须先判断有无滑移条件，再视具体情况分别采用完全粘结或滑移条件下的折反射关系进行分析。考虑到岩石爆破特征，在爆源近区产生的是球面波或柱面波，在离爆破中心较远处，可将其转化为平面波，同时，结构面的几何特征可分为平面和曲面，所以在考虑球面波入射到平面或平面波入射到曲面时，就应把应力波波阵面或曲面分成若干份，然后对每一微元进行折反射关系分析，得出其应力分配关系，再积分得出整个结构面上所受的力来判断其它稳定性问题。

5.1.1 任意软弱结构面上任意点的一般解^[146]

当一个纵波到达两种不同材料之间有粘结力的边界时，能量的一部分传递过去另一部分则反射了。如图 5-1 所示，相遇点为 O ，则在原入射波 ϕ'' 与边界 MN 之间一般要产生 4 种新波 ϕ' 、 ψ' 、 ϕ_1'' 、 ψ_1'' ，其中两个为纵波，一个回到它原来的材料中，一个通过边界射入第二种材料中。同样产生两个横波^[144]。

设纵波和横波的波势分别为 ϕ 、 ψ ，入射的纵波和横波的波势为 ϕ'' 、 ψ'' ，反射的为 ϕ' 、 ψ' ，折射的为 ϕ_1'' 、 ψ_1'' ，则纵波波势的折射系数 $w_l = \phi_1'' / \phi''$ ，纵波转化为横波的折射系数 $w_t = \psi_1'' / \phi_1''$ ，纵波波势的反射系数 $v_{ll} = \phi' / \phi''$ ，纵波转化为横波的反射系数 $v_{lt} = \psi' / \phi''$ 。

$Z \geq 0$ 时，势函数可分别写为：

$$\begin{aligned} \phi &= (\phi' e^{j\alpha z} + \phi'' e^{-j\alpha z}) \cdot e^{j(\xi x - \omega t)} \\ \psi &= (\psi' e^{j\beta z} + \psi'' e^{-j\beta z}) \cdot e^{j(\xi x - \omega t)} \end{aligned}$$

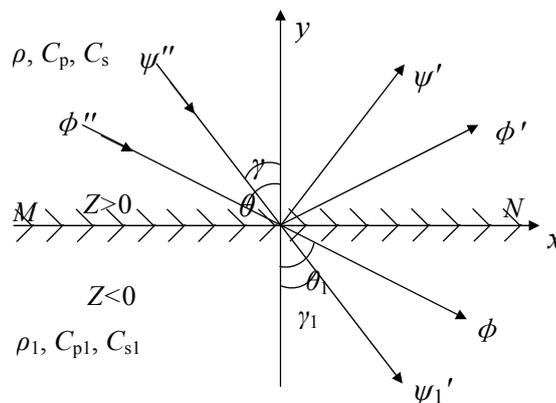


图 5-1 波在界面上的传播示意图

当 $Z < 0$ 时, 没有反射波, 只存在折射波, 因此有:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \phi_1'' e^{-j\alpha_1 z} \cdot e^{j(\xi x - \omega t)} \\ \psi_1 &= \psi_1'' e^{-j\beta_1 z} \cdot e^{j(\xi x - \omega t)}\end{aligned}$$

式中: $\xi = k_l \sin \theta = k_l \sin \gamma = k_{l1} \sin \theta_1 = k_{l1} \sin \gamma_1$; $\alpha = k_l \cos \theta$, $\alpha_1 = k_{l1} \cos \theta_1$; $\beta = k_l \cos \gamma$; $\beta_1 = k_{l1} \cos \gamma_1$; k_l , k_{l1} 为纵波波数, k_t , k_{t1} 为横波波数。

位移、应力与势函数的关系分别为:

$$\begin{aligned}u_x &= \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z}; u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x}; u_y = 0; \\ \sigma_z &= \lambda \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_z}{\partial z}; \tau_{zx} = G \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)\end{aligned}$$

若界面是不会滑动的, 其应力与位移必须满足下列边界条件:

$$\begin{aligned}u_z(x, 0, t) &= u_{z1}(x, 0, t) \\ u_{zx}(x, 0, t) &= u_{zx1}(x, 0, t) \\ \sigma_z(x, 0, t) &= \sigma_{z1}(x, 0, t) \\ \tau_{zx}(x, 0, t) &= \tau_{zx1}(x, 0, t)\end{aligned}$$

根据上述方程, 可以得到: [147]

$$\begin{aligned}\alpha(v_{ll} - 1) + \xi v_{lt} &= -\alpha_1 w_l + \xi w_t \\ \xi(v_{ll} + 1) - \beta v_{lt} &= \xi w_l + \beta_1 w_t \\ p(v_{ll} + 1) + \beta v_{lt} &= G_1/G \cdot (p_1 w_l - \beta_1 w_t) \\ \alpha(v_{ll} - 1) + ppv_{lt} &= G_1/G \cdot (-\alpha_1 w_l + pp_1 w_t)\end{aligned} \quad (5-1)$$

式中: $p = (c_p/c_s)^2 / (2\xi) \cdot (\xi^2 + \alpha^2) - \xi$, $p_1 = (c_{p1}/c_{s1})^2 / (2\xi) \cdot (\xi^2 + \alpha_1^2) - \xi$; $pp = -k_t \cos 2\gamma / (\sin \gamma)$; $pp_1 = -k_{t1} \cos 2\gamma_1 / (\sin \gamma_1)$ 。

而在有摩擦能滑动的软弱结构面 $Z=0$ 上, 其应力与位移应满足下列边界条件: 法向位移的连续性、正应力的连续性、越过交界面的切线应力的连续性以及结构面上的摩擦准则。同理可得到[145]:

$$\begin{aligned}\alpha(v_{ll} - 1) + \xi v_{lt} &= -\alpha_1 w_l + \xi w_t \\ -\alpha_1 w_l + pp_1 w_t &= -(p_1 w_l - \beta_1 w_t) \cdot \tan(\varphi) \\ p(v_{ll} + 1) + \beta v_{lt} &= G_1/G \cdot (p_1 w_l - \beta_1 w_t) \\ \alpha(v_{ll} - 1) + ppv_{lt} &= G_1/G \cdot (-\alpha_1 w_l + pp_1 w_t)\end{aligned} \quad (5-2)$$

式中: φ 为结构面摩擦角, 其它符号意义同上。

根据式(5-1)和(5-2), 即可计算出不同软弱结构面参数和不同波阻抗等条件下, 应力波以不同角度斜入射时的折反射波的波幅值比。图 5-2 - 图 5-5 中, $\rho_1/\rho = 0.8$, $C_{p1}/C_p = 0.8$, $C_{s1}/C_{p1} = C_s/C_p = 0.6$ 。

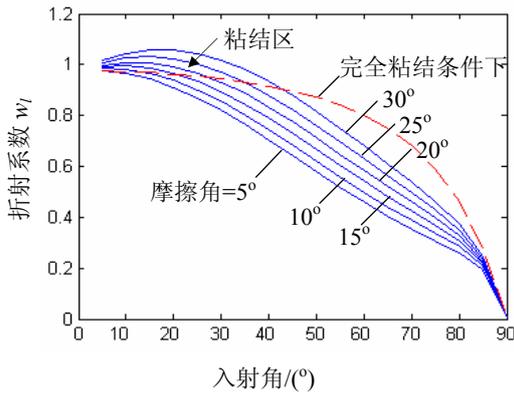


图 5-2 应力波通过弱面时波幅的折射系数 w_l

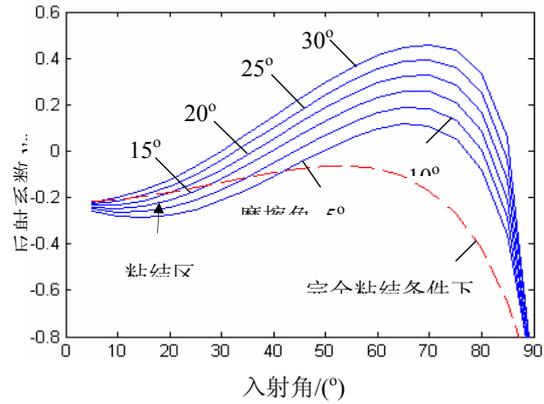


图 5-3 应力波通过弱面时波幅的反射系数 v_{ll}

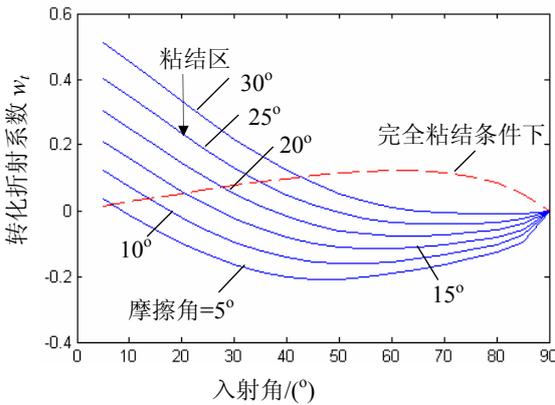


图 5-4 应力波纵波转化为横波的折射系数 w_t

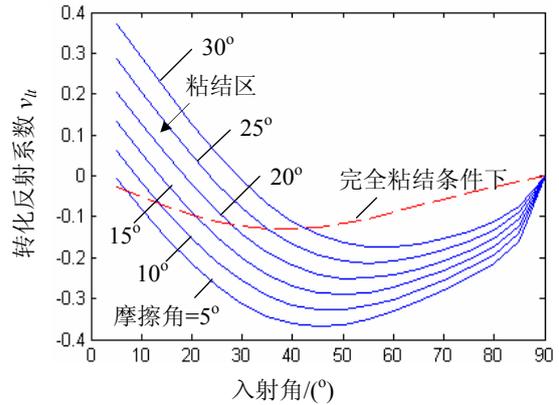


图 5-5 应力波纵波转化为横波的反射系数 v_{lt}

由上面的折反射关系图可以看出：当波的入射角较小，它的切向分量不足以克服结构面摩擦力产生相对滑动时，该入射角范围内的折反射关系应按完全粘结条件来算；而当波的入射角较大，它的切向分量将导致交界面的相互滑动时，该范围内的折反射关系应按可滑移的条件下来算。

又入射纵波波势对应的入射应力 σ_I 及由此而产生的反射正应力 σ_R ，剪应力 τ_R ，及折射正应力 σ_T 和剪应力 τ_T 分别为：

$$\begin{aligned} \sigma_T / \sigma_I &= w_l \cdot \rho_1 / \rho, & \sigma_R / \sigma_I &= v_{ll} \\ \tau_T / \sigma_I &= w_t \cdot \rho_1 / \rho, & \tau_R / \sigma_I &= v_{lt} \end{aligned} \quad (5-3)$$

因此，求出了 w_l, v_{ll}, w_t, v_{lt} 后，对应的应力折反射系数也就不难得出了，则结构面上的垂直方向和剪切方向的应力可表示为：

$$\begin{aligned} \sigma_N &= \sigma_I \cdot \rho_1 / \rho (w_l + w_t (\cos(\gamma_1) - \sin(\gamma_1))); \\ \sigma_S &= \sigma_I \cdot \rho_1 / \rho (w_l + w_t (\cos(\gamma_1) + \sin(\gamma_1))). \end{aligned} \quad (5-4)$$

设 $\sigma_I=1$ ，由上式编程可得出不同软弱结构面参数和不同波阻抗等条件下的结构面上的应力分量。如图 5-6 所示。

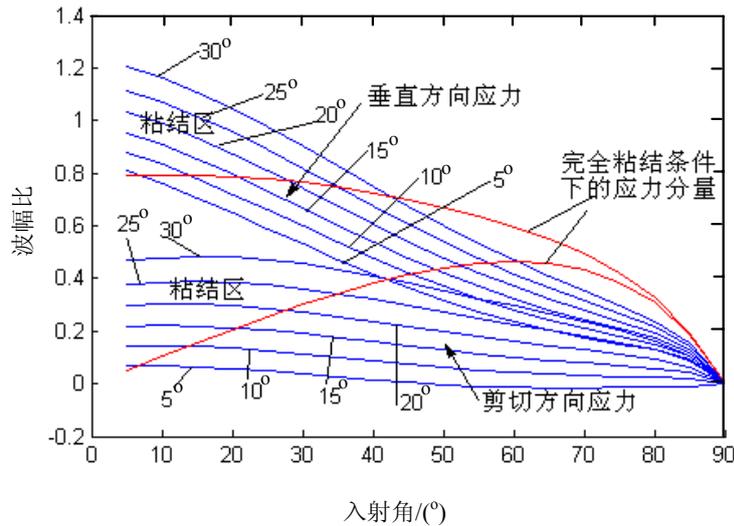


图 5-6 不同软弱结构面参数和不同波阻抗等条件下的结构面上的应力分量

同时，根据所得的折反射关系，可得出单位面积上的能流分布。由于假设结构面两侧岩体均为弹性均质体，如产生相对滑动，结构面必然要吸收一部分应力波能量对此做功，因而波在结构面上的折反射必将伴随有一部分能量的损耗。如不会产生相对滑移，结构面上也不可能能量损耗，反之亦然。从而由应力波在结构面上的能量损耗提出摩擦滑移准则：

即当 $e_A > 0$ ，则产生相对滑动；

当 $e_A \leq 0$ ，则不产生相对滑动；

其中：能量损耗系数 $e_A = 1 - \frac{\rho_1 \tan \theta}{\rho \tan \theta_1} w_l^2 - \frac{\rho_1 \tan \theta}{\rho \tan \gamma_1} w_l^2 - v_{ll}^2 - v_{ll}^2 \frac{\tan \theta}{\tan \gamma}$ 。

据此，又可算出不同软弱结构面参数和岩体波阻抗等条件下结构面上的能量损耗，如图 5-7 所示。

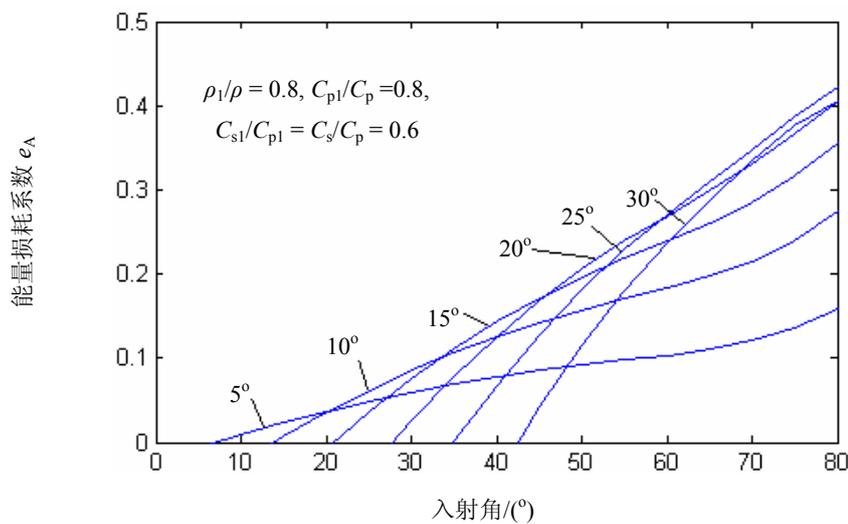


图 5-7 不同软弱结构面参数和岩体波阻抗等条件下结构面上的能量损耗

5.1.2 整体界面效应

当岩石爆破时，在爆源近区产生的是球面波或是柱面波，但离爆破中心较远时，可将其简化为平面波。所以当交界面为平面并且离爆破中心较远时，其交界面上任意一点的应力波入射角都相等，则每点的折反射关系也一样，所以可以用上述的一般解来分析其界面的应力场分布情况，从而可知界面是否滑移，另外，也可用摩擦滑移准则来判断交界面是否滑移。

但当交界面为曲面或在爆破中心的近区时，由于界面上各点处的入射角都不同，则每处的折反射关系也都不同。根据任意软弱结构面上任意点的一般解，则有的应按完全粘结条件来算，而有的应按可滑移条件来算。至于整个交界面是否滑移，如果滑移，其结构面上的能量损耗又该如何计算；如果不滑移其安全系数又有多大，为此，本文做了如下的研究。

应力波与结构面的几何关系如图 5-8 所示。设结构面为平面，其长度为 $2a$ ，由于对称性，爆源在对称轴右边，由几何关系图可以得到：

设：微元的入射角范围大小为：

$$\text{step pace} = \frac{(\theta - \gamma)}{n}, \quad \theta = \arctan\left(\frac{x+a}{y}\right)$$

$$\gamma = \arctan\left(\frac{x-a}{y}\right)$$

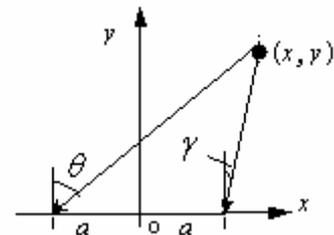


图 5-8 爆源与结构面的关系

当 n 足够小时，便可认为微元上的入射应力波就是平面波，则可采用一般解来分析微元上的折反射关系和应力分配。可以得到：

$$F_N = \sum_{i=1}^n \sigma_1 * \rho_1 / \rho (w_{ii} + w_{ii} (\cos(\gamma_{ii}) - \sin(\gamma_{ii})) * ds \quad (5-5)$$

$$F_S = \sum_{i=1}^n \sigma_1 * \rho_1 / \rho (w_{ii} + w_{ii} (\cos(\gamma_{ii}) + \sin(\gamma_{ii})) * ds$$

式中： ds 是微元的面积， F_N ， F_S 分别为应力波通过结构面时结构面上垂直方向的力与剪切方向的力， σ_1 为入射应力波的应力幅值，考虑到应力波在岩石中的衰减模型，当加载应力小于岩石初始破裂应力时，则应力波不会产生衰减， i 为第 i 个微元，其它符号意义同前。

稳定性系数定义如下：

$$S = \frac{\text{抗滑力}}{\text{滑动力}} = \frac{F_N * \tan(\varphi)}{F_S} \quad (5-6)$$

在完全粘结条件下，则由上式的稳定性系数可判断界面是否滑动。如 $S \geq 1$ 时，界面稳定， $S < 1$ 时界面滑动。而在可滑移条件下计算时，则不能用上式来评判，而应通过式 $e_A = \sum e_{Ai}$ 来判断，式中： e_{Ai} 为每个微元上的能量损耗值。当 $e_A > 0$ 时，界面会

滑动, $e_A \leq 0$ 时, 界面稳定。显然, 当微元上的应力波入射角较小时, e_{Ai} 将为负值。虽然 e_{Ai} 为负值时, 没有实际的物理意义, 但其从另一方面反映了界面的滑移程度, 从而也就反映了界面的稳定性程度, 所以可以用来作为整体界面上滑移的评判标准。

设: 软弱结构面长 $2a=20\text{m}$, 应力波源 O 距结构面的垂直距离 $Y=20\text{m}$, 距对称轴 $X\text{m}$, 随 X 的不同, 应力波的入射角度也不同, 则整个界面对应力波的响应也跟着不同。首先分别按完全粘结计算其稳定性系数和按可滑移条件计算其能量损耗值, 如图 5-9 所示。

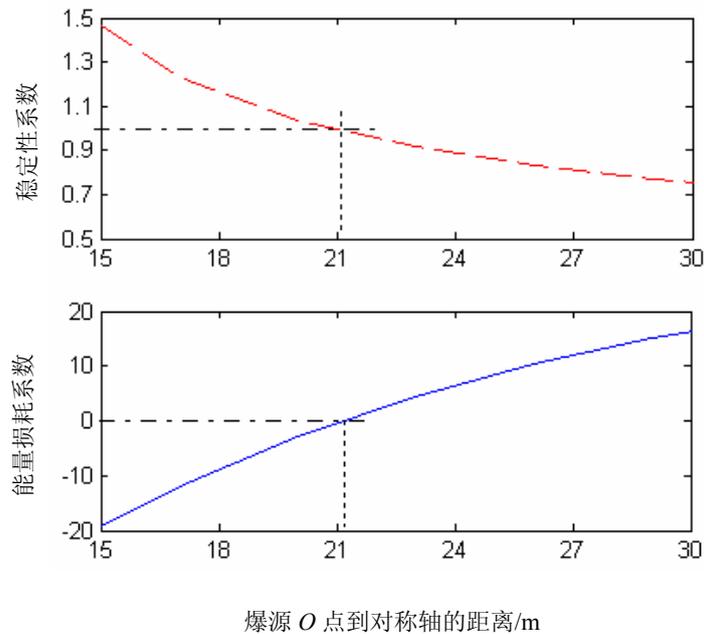


图 5-9 完全粘结条件下的稳定性系数与可滑移条件下的能量损耗系数(摩擦角为 30°)

由图 9 可看出:

当爆源 O 距对称轴的距离较小时, 即应力波的入射角比较小, 稳定性系数大于 1, 而能量损耗值小于零, 则应力稳定性准则适用, 岩体动力滑移准则不适用; 而当爆源 O 距对称轴的距离较大时, 即应力波的入射角比较大, 稳定性系数小于 1, 而能量损耗值大于零, 则应力稳定性准则变得不适用, 岩体动力滑移准则适用;

为此, 本文设计了如下二种方案:

a)、对每一个微元按完全粘结条件来算, 再积分, 根据结构面的参数计算出整个界面上的抗滑力和滑动力, 然后判断界面是否滑动, 如果滑动, 则需重新计算, 这次是对每一个微元按可滑移条件来算, 其它步骤相同。

b)、对每一微元按可滑移条件来算, 得出相应的能量损耗值, 再积分, 如最后能量损耗值小于或等于零, 则交界面不滑动, 需重新计算, 再对每一微元按完全粘结条件来算, 其它步骤相同。

在 Bieniawski 的岩石力学分类中^[148], 按摩擦角把岩体分为五级: $>45^\circ$, $40^\circ\sim 45^\circ$, $35^\circ\sim 40^\circ$, $30^\circ\sim 35^\circ$, $<30^\circ$; 对应的内聚力分别为: $>300\text{KPa}$, $200\sim 300\text{MPa}$, $150\sim 200\text{MPa}$,

100~150MPa, <100MPa。对于不同摩擦角时, 通过编程, 得出计算结果如图 5-10, 图 5-11。

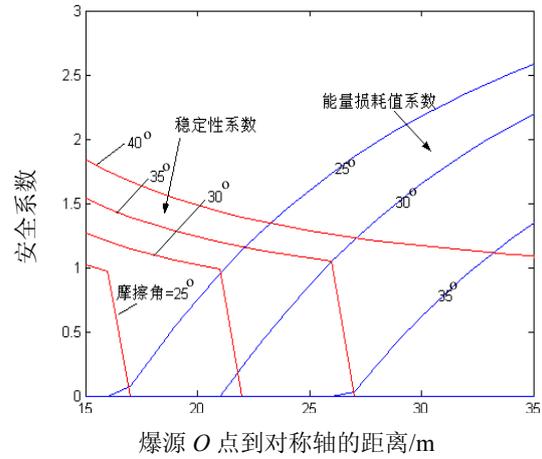
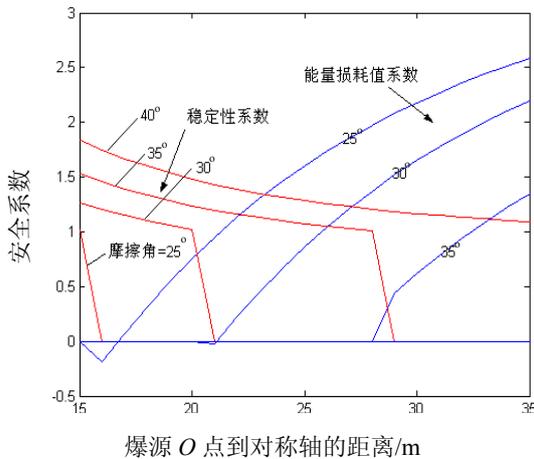


图 5-10 不同摩擦角与爆源位置的效应(方案 a)

图 5-11 不同摩擦角与爆源位置的效应(方案 b)

从图 5-10, 图 5-11, 可以看出:

①、从总体来看, 两种方法, 即两种评判标准, 基本相当, 其分界点基本趋于一致。可见, 不管是从静止或运动的角度着手, 最后得到的结果将一样。从而说明能量准则的适用范围可以由点到面, 虽然, 当 e_A 为负值时, 它没有实际的物理意义, 但还是可以用来作为整体界面上的评判标准。

②、软弱结构面的垂直方向的力与切线方向的力在两种评判准则的临界点处的变化速度会改变, 给人有一种突变的感觉, 这也是从静态到动态的转变点。

③、两种方案不同的地方主要在当摩擦角为 30 度时, 在第一种方案中, 当 $X=21$ 时, 得出的结果为结构面滑动, 但其交界面上的能量损耗系数却为 -0.27265%。而在第二种方法中, 当 $X=21$ 时, 得出的结果为结构面不滑移, 但其稳定性系数却只有 0.99113。显然, 此时两种方法矛盾, 但偏差值都较小, 究其原因, 应有如下 2 条:

a) 计算时 n 值不够大。当 n 变化时, 计算结果如表 5-1。

表 5-1 计算精度的影响 ($X=21$, 摩擦角 30 度)

n 值	第一种方案		第二种方案	
	稳定或滑动	能量损耗系数(%)	稳定或滑动	稳定性系数
200	滑动	-0.27265%	稳定	0.99113
400	滑动	-0.21535%	稳定	0.9902
600	滑动	-0.19625%	稳定	0.9899
1000	滑动	-0.18098%	稳定	0.98965

从上表中的数据变化可看出: 当 n 变大时, 在第一种方案中, 能量损耗值逐渐向零逼近, 表明用应力准则与用能量准则逐渐趋于一致; 在第二种方案中, 稳定性系数逐渐减少, 表明面状态从稳定向滑移转变, 即此时界面是处在滑移状态。

b) 采用微元法时, 是用微元初始端点的入射角代替整个微元上的入射角, 对于应

力准则, 显然所得到的正应力比实际的要大, 而剪应力却偏小, 稳定性系数偏大; 对于能量准则, 显然所得的结果趋于保守, 能量损耗偏小。所以, 当用应力准则判断界面滑动时, 用能量准则得出的能耗竟小于零; 而把应该滑移的界面, 判断成稳定状态。

5.1.3 小结

通过以上分析, 可以概括如下几点:

1、对于任意的软弱结构面, 当球面波作用于其上时, 均可用第一种方案或第二种方案编制出相应的计算程序, 来求算界面上的稳定性系数或能量损耗系数, 从而可确定界面是否滑移, 并可得悉界面上的应力场分布情况。

2、当爆源靠近对称轴时, 也就是应力波入射角较小时, 岩体不沿结构面产生相对滑移。这表明, 此时, 结构面不影响波的传播, 因而此时的结构面就相当于广义的介质分界面; 若结构面两侧岩石性质相同, 则意味着应力波在界面上不产生反射, 而像没有结构面一样完全进入结构面的另一侧。

3、在用来评判界面是否滑移时, 应力准则和岩体动力摩擦滑移准则有着很好的一致性, 且由图 5-10、图 5-11 可看出, 随着摩擦角的增大, 它们的分界点逐渐完全吻合。可见, 界面上的能量损耗及摩擦滑移准则不仅对结构面上的任意一点有用, 而且对整个软弱结构面都适用, 只是当能量损耗系数为负时便没有实际的物理意义, 仅表示稳定性或可滑移的程度有多大。

5.2 张开型裂隙对应力波传播的影响

岩石在冲击载荷作用下时, 由于应力波在不连续界面上的特殊传播性所引起的结构面细观动态响应, 其宏观动态特性也具有特殊性。因此, 有必要对应力波在这些结构面上传播的特性进行研究与分析。

应力波传播到有间隙的间断面时, 其折、反射规律与波传播到自由面一样, 然而随着应力波的传播延期加长, 会在一定的时候将间隙闭合, 这时的情形将与软弱结构面处的应力波传播规律一样, 且更有可能产生滑移。所以在有间隙的间断面处的应力波传播, 由于间隙的存在, 将使应力波首先损失一个波头, 即对应力波首先进行过滤, 使应力波的高频部分不能通过。

对于岩石中张开型裂隙可以看成是如图 5-12 所示的模型^[54], 它是由两近似平行界面构成的裂隙, 裂隙宽度为 r , 应力波(纵波)以入射角 α_1 入射到 $B-B$ 界面。

在图 5-12 中, α_1 为纵波(P 波)入射角, α_2 为纵波(P 波)反射角, α_3 为纵波(P 波)透射角; β_2 为横波(SV 波)反射角; β_3 为横波(SV 波)透射角。

在裂隙闭合前, 应力波相当于入射到自由边界, 只产生反射纵波和反射横波, 而

无透射波。裂隙闭合之前的这一阶段为自由边界反射阶段。 $B-B'$ 界面上各个质点在应力波作用下向 $C-C'$ 界面方向继续位移直到与 $C-C'$ 界面接触（即裂隙闭合），应力波才开始发生透射。闭合后 $B-B'$ ， $C-C'$ 界面同步运动，这一阶段为结构面透射阶段。设应力波在 t_0 时刻达到裂隙界面 $B-B'$ ，在 t_2 时刻结束，作用时间 $T_{\text{load}} = t_2 - t_0$ 。

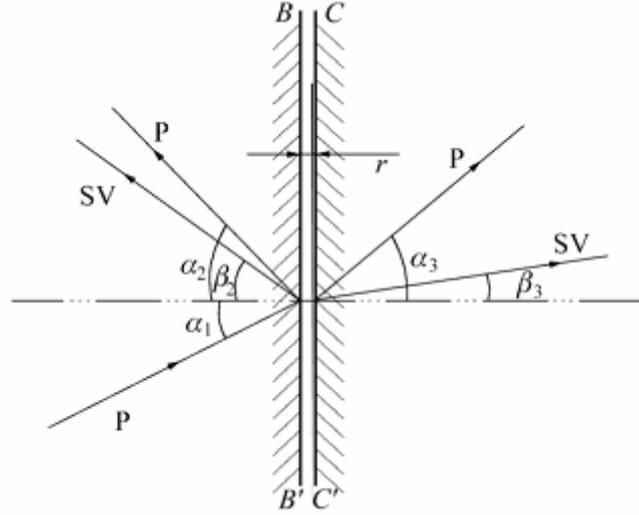


图 5-12 张开型裂隙处应力波透、反射示意图

5.2.1 自由边界反射阶段

自由边界反射阶段，入射应力波在 $B-B'$ 界面发生全反射，不产生透射应力波，假设应力波在 t_0 时刻开始入射到界面 $B-B'$ 上，由波传播理论可得到各应力波作用下 $B-B'$ 界面上的质点法向位移为：

$$u_n = \int_{t_0}^t (V_{\text{SI}} \cos \alpha_1 + V_{\text{SR}} \cos \alpha_2 + V_{\text{TR}} \sin \beta_2) dt \quad (5-7)$$

式中：

$$V_{\text{SI}} = \sigma_1 / (\rho C_P), V_{\text{SR}} = \sigma_R / (\rho C_P), V_{\text{TR}} = \tau_R / (\rho C_S), \alpha_1 = \alpha_2, \sigma_R = R \sigma_1;$$

$$\tau_R = [(R+1) \cot(2\beta_2)] \sigma_1, R = \frac{\tan \beta_2 \tan^2(2\beta_2) - \tan \alpha_1}{\tan \beta_2 \tan^2(2\beta_2) + \tan \alpha_1}$$

V_{SI} ， V_{SR} ， V_{TR} 分别为入射正应力、反射正应力及反射剪应力作用下 $B-B'$ 界面上质点的速度； σ_1 ， σ_R ， τ_R 分别为入射正应力波、反射正应力波及反射剪应力波的幅值； ρ 为岩体密度； C_P 为应力波在介质 $B-B'$ 一侧中传播时的纵波波速； C_S 为应力波在介质 $B-B'$ 一侧中传播时的横波波速， R 为反射系数。

若用已知的入射应力波表示，则：

$$u_n = \frac{1}{\rho C_P} \int_{t_0}^t \sigma_1 (1+R) (\cos \alpha_1 + \cot(2\beta_2) * \sin \beta_2 * \frac{C_P}{C_S}) dt \quad (5-8)$$

由式(5-8)可求当 $u_n = r$, 裂隙面闭合的时刻 t_1 , t_1 反映了裂隙细观构造对波速的影响。若求得的时刻 $t_1 < t_2$, 说明入射波在裂隙面闭合后还没有结束, 那么在 $t_1 < t < t_2$ 时段内, 入射应力波就可透过裂隙面; 若 $t_1 > t_2$, 即入射波波长小于裂隙宽度 r , 说明在入射波作用时间内裂隙不会闭合, 此时入射应力波不会透过裂隙。

5.2.2 透射阶段

在 $t_1 < t < t_2$ 时段内, 裂隙面已经闭合, 则应力波在结构面上发生透反射。这一阶段应力波的透反射规律与应力波在 5.1 节中弱面的透反射规律是相同的。但对于有宽度裂隙, 应力波传播时必定要损失一个波头, 即从应力波到达裂隙面时刻 t_0 到裂隙闭合时刻 t_1 这一时段内应力波全部被反射; 从 t_1 时刻到入射应力波结束时刻 t_2 这一时段内开始发生透反射。

岩石中裂隙两侧的材料相同, 且忽略闭合时的动能, 设闭合后界面的摩擦角为 φ , 根据 5.1 节首先确定是否滑移, 然后可得到折(透)、反射系数, 分别为纵波波势的折射系数 w_l , 纵波转化为横波的折射系数 w_t , 纵波波势的反射系数 v_{ll} , 纵波转化为横波的反射系数 v_{lt} 。

若用 $\bar{\sigma}_1$ 表示平均入射应力, 用 $\bar{\sigma}_T$ 表示平均透射纵波应力, 在入射应力波作用时间段 T_{load} 内有:

$$\bar{\sigma}_1 = \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_2} \sigma_1(t) dt \quad (5-9)$$

$$\bar{\sigma}_T = \frac{1}{\Delta T_1} \int_{t_1}^{t_2} \sigma_T(t) dt = \frac{1}{\Delta T_1} \int_{t_1}^{t_2} w_l * \sigma_1(t) dt \quad (5-10)$$

式中: $\Delta T = t_2 - t_0$, $\Delta T_1 = t_2 - t_1$ 。

用 λ 表示纵波衰减系数, 则考虑应力平均透射纵波应力与平均入射应力的比值, 有: $\lambda = 1 - \bar{\sigma}_T / \bar{\sigma}_1$ 。

确定应力波在裂隙处的衰减系数时应当考查透射过来的能量与入射能量的比值, 即:

$$\begin{aligned} \eta &= 1 - E_T / E_1 = 1 - \frac{E_T E_1'}{E_1 E_1'} \\ &= 1 - \frac{1}{\Delta T_1} \int_{t_1}^{t_2} (e_{PT} + e_{ST}) dt * \left(\int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{1}{2} \rho \phi'^2 \omega^4 / C_P \right) dt / \int_{t_0}^{t_2} \left(\frac{1}{2} \rho \phi'^2 \omega^4 / C_P \right) dt \right) \end{aligned} \quad (5-11)$$

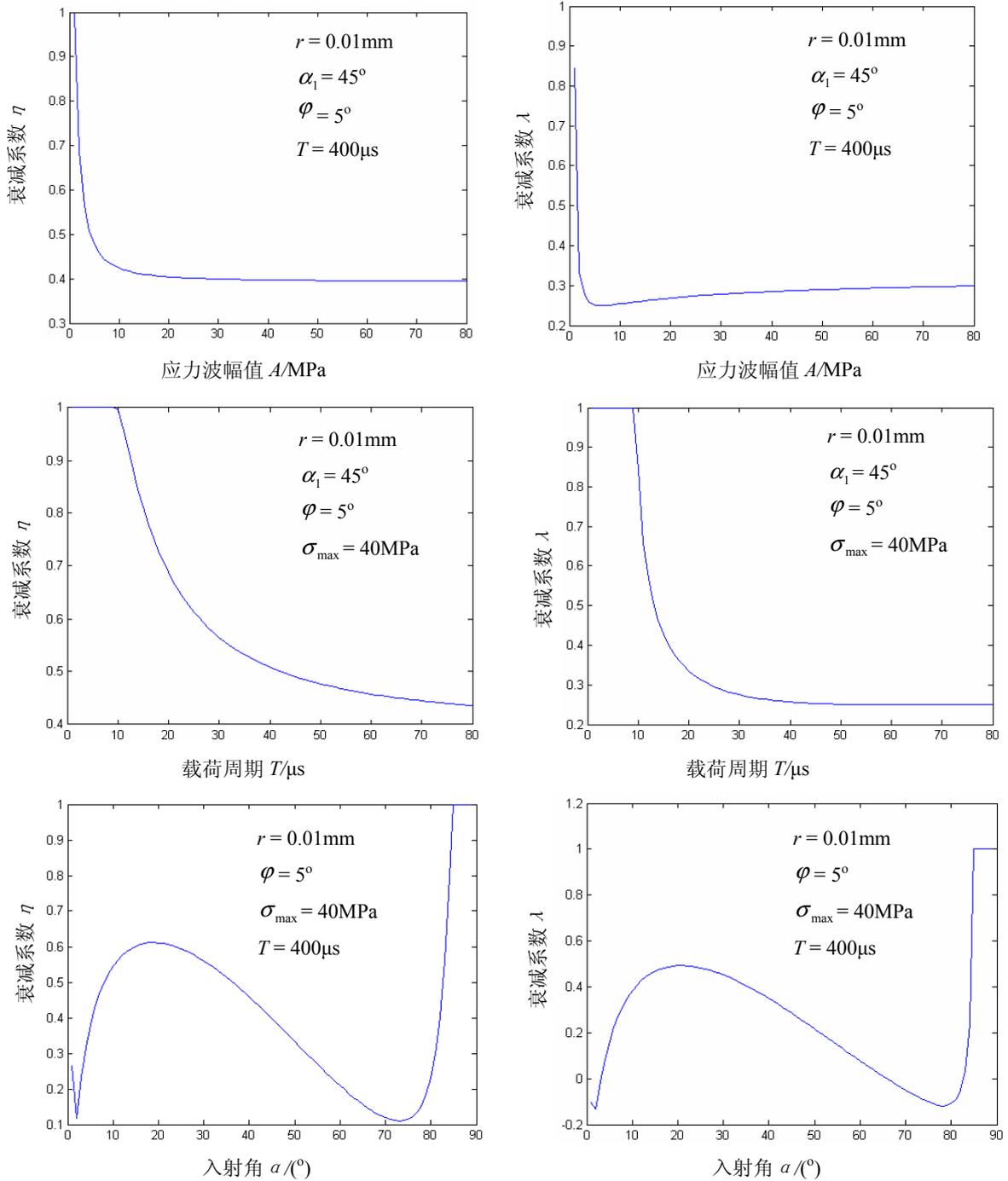
式中: e_{PT} , e_{ST} 分别为透射纵波、透射横波的能量与入射能量的比值。

$$e_{PT} = \frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_3} w_l^2, \quad e_{ST} = \frac{\tan \alpha_1}{\tan \beta_3} w_t^2。$$

按式(5-11)中的波传播方程在透射阶段的动态响应，计算出了纵波衰减系数 λ 和应力波传播的衰减系数 η 与正弦应力波幅值 σ_{\max} 、周期 T 、入射角 α_1 、摩擦角 φ 及裂隙宽度 r 的相互影响关系曲线分别示于图 5-13 中。

计算过程中参数选取如下：

应力波采用半正弦波， $\rho = 2.6 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ ， $C_p = 5000 \text{m/s}$ ， $C_s/C_p = 0.6$ ， $r = 0.01 \text{mm}$ ， $\alpha_1 = 45^\circ$ ， $\varphi = 5^\circ$ ， $\sigma_{\max} = 40 \text{MPa}$ ， $T = 400 \mu\text{s}$ 。



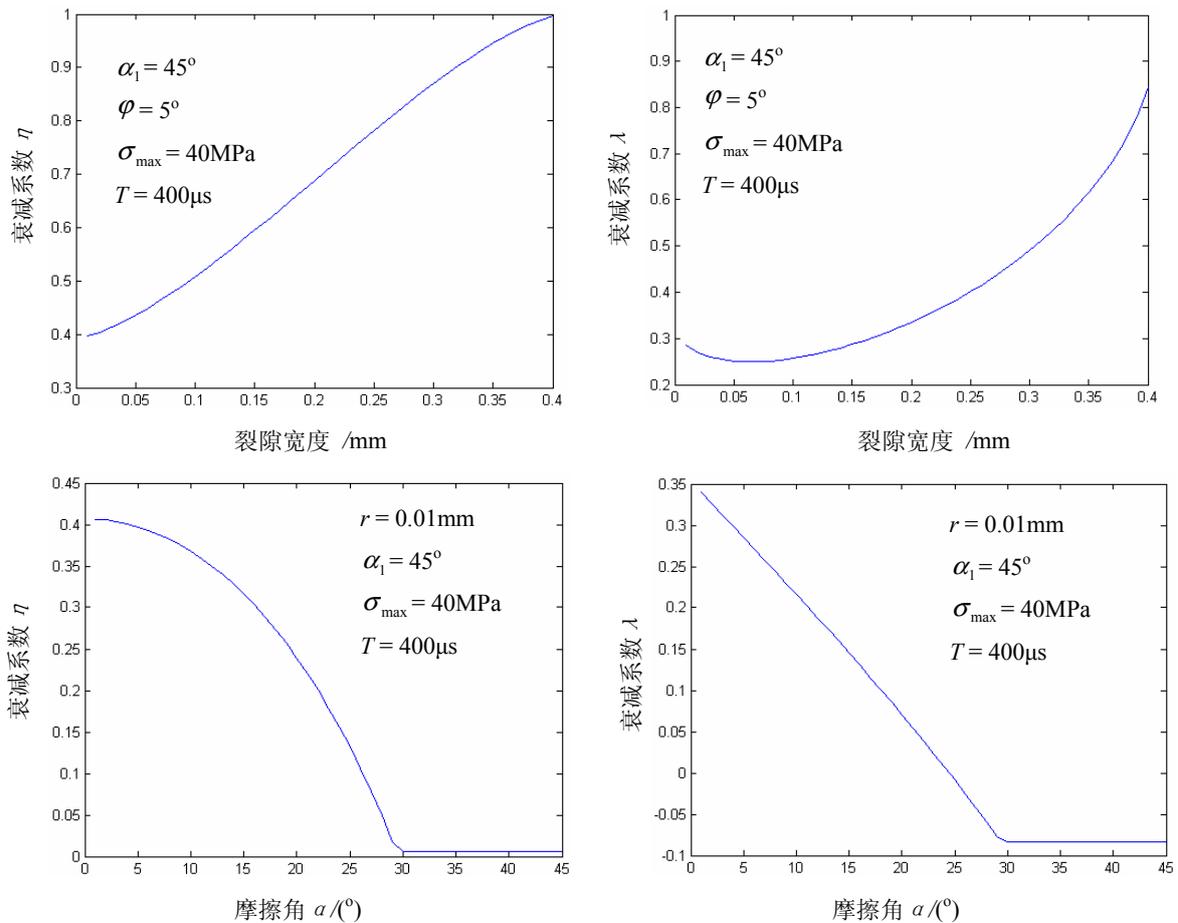


图 5-13 裂隙处应力波衰减系数 η 和纵波衰减系数 λ 与裂隙性质以及冲击载荷参数的关系曲线

由图 5-13 可知：

1、考虑能量变化比值的应力波衰减系数 η 与仅考查纵波应力变化比值的纵波衰减系数 λ 的变化规律大体一致，但在考查应力波衰减方面前者显得更全面，更合理。

2、很明显，随着应力波幅值的增大，通过裂隙的应力波能量越多，说明裂隙的吸能效果是呈一种开口向下的抛物线上升趋势，并最终趋近于一个固定值。

3、张开型裂隙对应力波的高频部分有滤波的作用，在低频部分时，能量可全部通过，但纵波应力有一定的减小，这主要是有一部分转化为横波的原故。

4、随着应力波传播方向与裂隙面角度的变化，即应力波的入射角的变化，其裂隙吸能效果明显不同，随入射角增加吸能效果增加，当入射角达到 19° 时，应力波衰减系数达到最大值，然后随入射角增加吸能效果快速减小；然后当入射角达到 73° 时，应力波衰减系数达到最小值，应力波的能量通过最多；当入射角大于 83° 时，应力波被全反射了回来。

5、显然，裂隙宽度越大，应力波衰减系数越大；界面的摩擦角越大，应力波透射增加并在摩擦角大于一定值时保持不变。

5.2.3 不同应力波形在张开裂隙处的传播

设定入射应力波为如图 5-14 所示的几种瞬态应力脉冲，它们分别为正弦波、矩形波及三角形波，对应的延续时间为 τ ，将它们分别按富氏级数展开，则为：

正弦波：

$$\sigma_I(t) = \sin \frac{\pi}{\tau} t \quad (0 \leq t < \tau) \quad (5-12)$$

矩形波：

$$\sigma_I(t) = \frac{4}{\pi} \left(\sin \frac{\pi}{\tau} t + \frac{1}{3} \sin \frac{3\pi}{\tau} t + \frac{1}{5} \sin \frac{5\pi}{\tau} t + \dots \right) \quad (0 \leq t < \tau) \quad (5-13)$$

三角形波：

$$\sigma_I(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{8(-1)^{k-1}}{\pi^2(2k-1)^2} \sin \frac{(2k-1)\pi}{\tau} t \quad (0 \leq t < \tau) \quad (5-14)$$

将上述式子写成富氏级数通式形式即为：

$$\sigma_I(t) = \sum_{k=1}^n a_k \sin \omega_k t$$

这样每一个谐波分量都可以通过 5.1.1 与 5.1.2 中的分析，得到每一个不同的闭合时间以及不同的折反射系数，如此不仅可以得出应力波衰减系数，而且可以得出其透射波形。图 5-15 ~ 图 5-24 即为各种计算结果，计算参数为：

$\rho = 2.6 \times 10^3 \text{kg/m}^3$, $C_p = 5000 \text{m/s}$, $C_s/C_p = 0.6$, $r = 0.05 \text{mm}$, $\alpha_1 = 45^\circ$, $\varphi = 5^\circ$, $\sigma_{\max} = 40 \text{MPa}$, $\tau = 400 \mu\text{s}$ 。

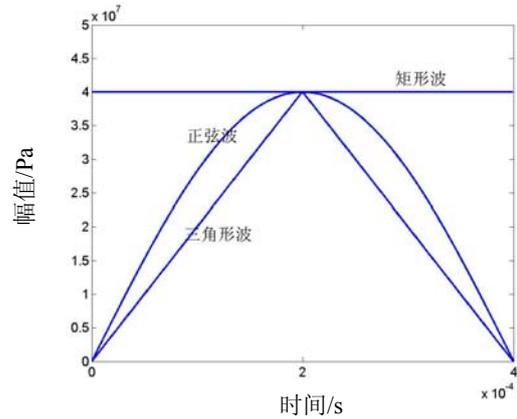


图 5-14 几种不同形式的瞬态波

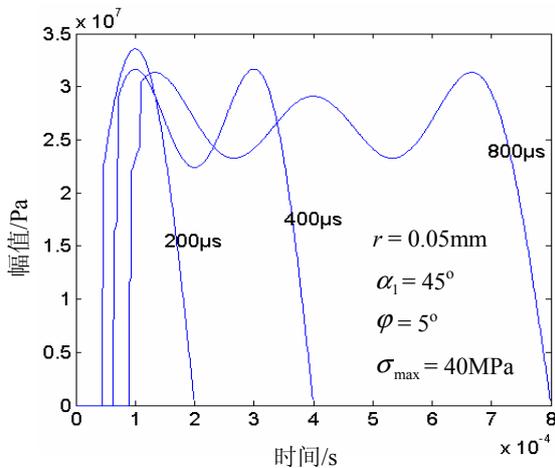


图 5-15 不同延时的矩形波通过裂隙后的透射应力纵波

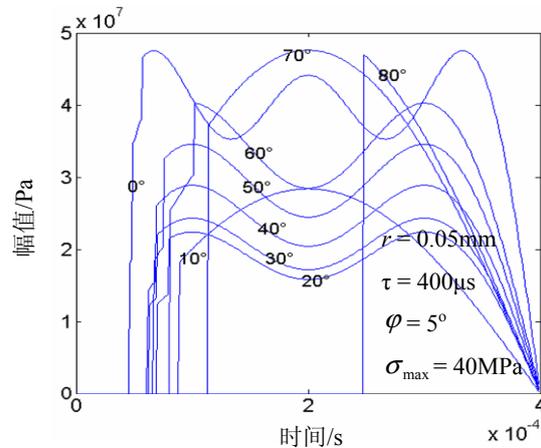


图 5-16 不同入射角时矩形波通过裂隙后的透射应力纵波

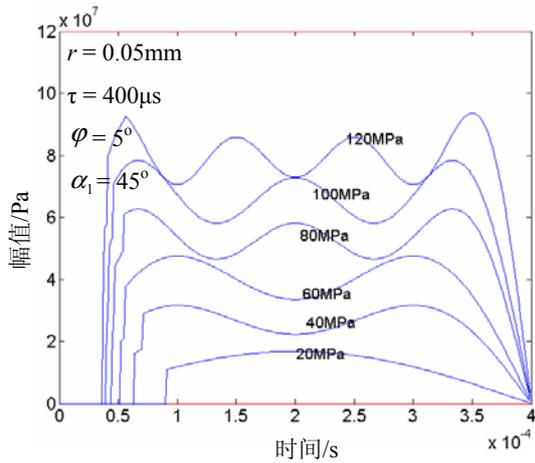


图 5-17 不同幅值时矩形波通过裂隙后的透射应力纵波

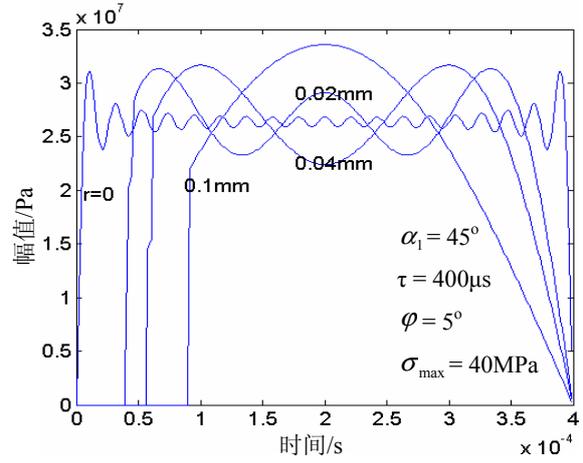


图 5-18 不同裂隙宽度时矩形波通过裂隙后的透射应力纵波

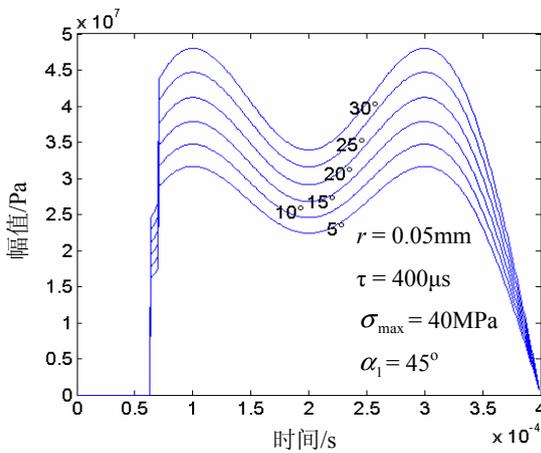


图 5-19 不同摩擦角时矩形波通过裂隙后的透射应力纵波

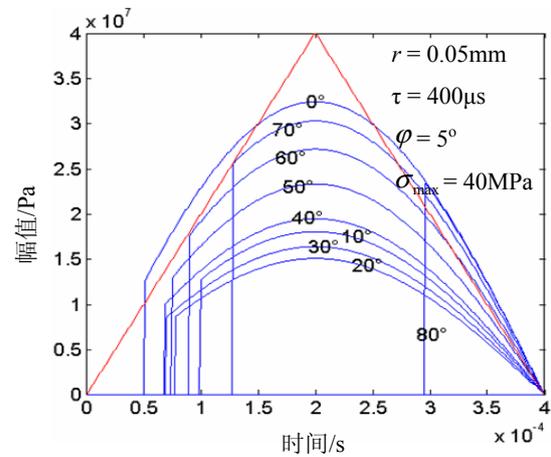


图 5-20 不同入射角时三角形波通过裂隙后的透射应力纵波

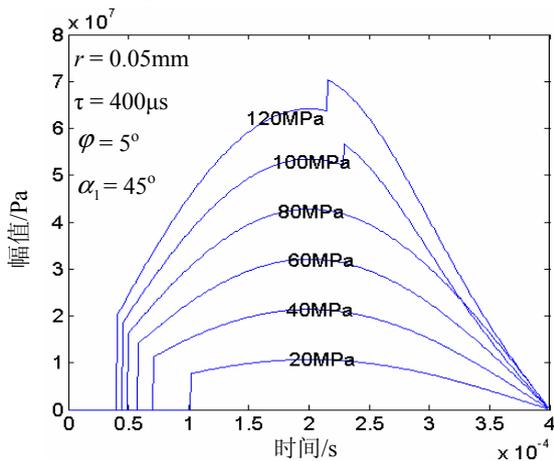


图 5-21 不同幅值时三角形波通过裂隙后的透射应力纵波

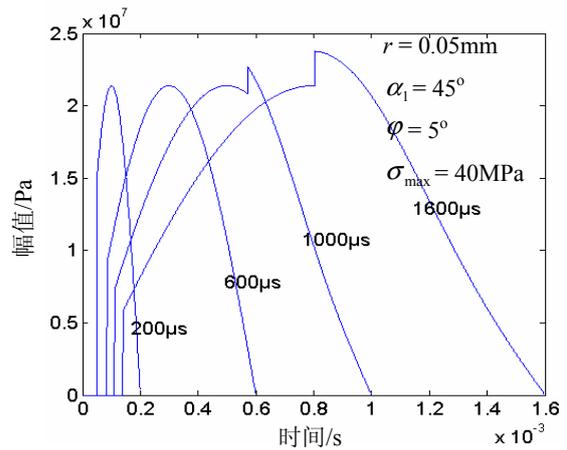


图 5-22 不同延时的三角形波通过裂隙后的透射应力纵波

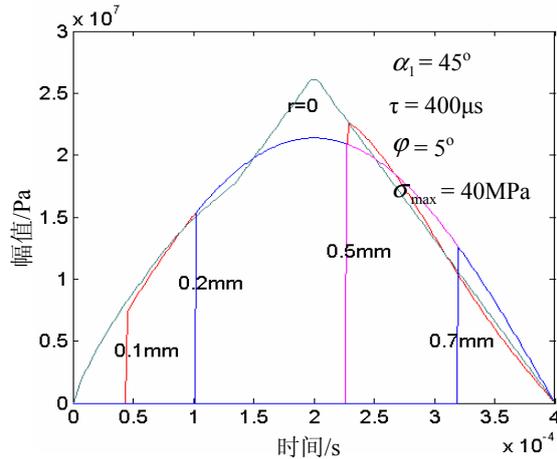


图 5-23 不同裂隙宽度时三角形波通过裂隙后的透射应力纵波

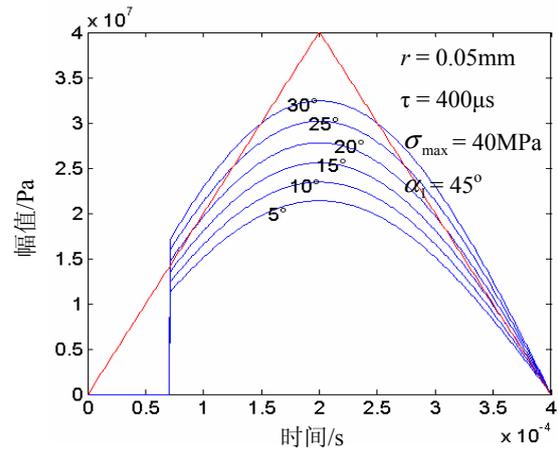


图 5-24 不同摩擦角时三角形波通过裂隙后的透射应力纵波

由上述计算结果可以得出如下结论：

1、各种应力脉冲波通过裂隙时，由于裂隙存在的原因，各种应力波的高频部分都将过滤掉，其多少取决于裂隙宽度的大小。

2、矩形波通过裂隙时，透射过去的应力纵波波形与延时、入射角、幅值、裂隙宽度以及结构面的摩擦角都有关系，延时越长，其低频部分所占比例越大，透过去的应力波形与入射波形越相似；而随着入射角的变化，其透射波形变化较大，如图 5-16，入射角较小时(如垂直入射)，波形仅有一定的延迟且去掉了高频部分，然而当入射角达到 10° 时，透射应力波幅值最小，波形过滤情况严重，但随着入射角的增大，透射应力波幅值开始增加，频率较高的部分也能透过，在入射应力波达到 70° 时，频率较高的部分又不能通过；入射应力波幅值越高，透射应力波的频带越宽，如图 5-17 所示；图 5-18 中，裂隙越宽，滤波情况越严重；而结构面摩擦角的大小只影响透射应力波的幅值，随着摩擦角的增大，透射应力波幅值增加，但当摩擦角大于 30° 时，情况便不再变化。

3、对于三角形应力波，其变化情况基本与矩形波相似，但由于其组成的谐波分量中低频部分所占比例大于矩形波中低频部分所占比例，所以在滤波情况上，三角形应力波的滤波更彻底，透射应力波的波形与单个谐波的波形较相似。

4、对于正弦波，其情况则更简单。除了有一定延时外，波形没有什么变化，当然其幅值由折反射系数决定。

5、对于各种应力波的透射应力横波，除了波幅值为负(由折反射系数决定)，其波形以及其它变化情况与透射应力纵波相同。

6、根据应力波的透射应力横波与透射应力纵波便可对各种情况下不同形状的应力波通过裂隙的衰减系数进行计算。

5.3 岩石动态断裂过程中的应力波畸变

在冲击荷载作用下，不仅岩石中存在的大量缺陷对应力波的传播有影响，而且裂纹在成核、扩展、贯通，直到岩石最后破坏的整个动态断裂过程中也会对应力波的传播有影响而使得应力波波形产生畸变。为此，通过实验记录岩石在动态断裂破坏过程中所涉及到的应力波；并根据应力波理论，得出理想线弹性条件下的反射应力波数值解；然后采用对比并进行对比分析，研究应力波波形的畸变与岩石原有裂缝、节理等细观结构以及冲击断裂过程中新生或扩展裂缝的相关性，确定其破坏的程度与时间等问题。这个信息的变化给我们展示了整个岩石动态断裂过程，为研究岩石动态断裂的细观机理提供实验指导。

5.3.1 实验与结果

本实验是在 Hopkison 动态实验装置上完成的，该装置及其系统示意图见 5-25。

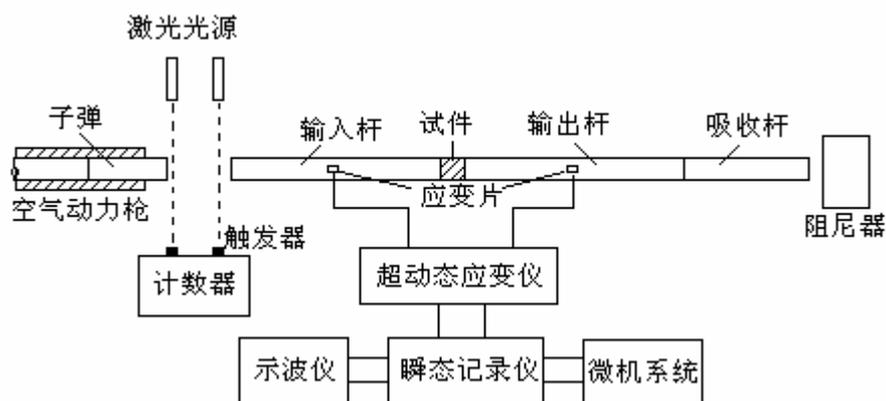


图 5-25 试验装置与示意图

表 5-2 试样编号及其参数

编号	长度(mm)	直径(mm)	体积(mm ³)	质量(g)	密度(kg/m ³)	波速(m/s)
R2-3	37.70	69.70	143845.668	379	2634.768	5712.121
R2-5	38.15	69.70	145562.659	386	2651.779	5528.986
R2-6	37.50	69.30	141445.006	380	2686.556	5597.015
R2-7	38.25	69.75	146153.677	385	2634.214	5884.615
R2-8	37.45	69.50	142072.922	379	2667.644	5761.538
1A-1	32.00	69.55	121572.159	326	2681.535	6037.736
1A-2	35.65	69.60	135633.789	363	2676.324	5941.667
1A-4	34.35	69.75	131251.733	347	2643.775	5631.148
1B-1	35.15	69.80	134501.168	355	2639.382	6060.345
1B-2	35.10	69.85	134502.333	354	2631.925	5949.153
1B-3	34.90	69.75	133353.289	340	2549.618	6122.807
1B-5	34.15	69.80	130674.677	344	2632.492	5991.228
1C-1	36.05	69.95	138538.534	363	2620.210	6008.333
1D-2	34.90	69.70	133162.170	353	2650.903	6017.241
1D-3	35.85	69.90	137573.059	363	2638.598	5877.049
1D-4	35.90	69.60	136584.938	362	2650.365	5885.246
1D-5	35.00	69.75	133735.390	354	2647.018	5932.203
1E-2	35.15	69.75	134308.542	355	2643.168	6060.345
1E-3	34.90	69.90	133927.468	352	2628.288	5915.254
1E-4	34.90	69.75	133353.289	352	2639.605	5915.254
1F-2	34.85	69.80	133353.221	352	2639.606	6008.621
3A-1	34.85	70.00	134118.517	355	2646.913	6833.333
3A-2	35.25	69.90	135270.581	357	2639.155	6650.943
3A-3	35.40	69.90	135846.200	363	2672.140	6679.245
1A-5	69.60	69.80	266323.792	705	2647.154	5704.918
1D-1	72.00	70.00	277088.472	728	2627.320	5714.286
1E-1	71.60	69.80	273976.775	725	2646.210	5637.795
1F-1	69.85	69.85	267663.475	705	2633.904	5500.000
1G-1	70.55	69.75	269572.337	715	2652.349	5599.206
1G-2	69.60	69.75	265942.376	706	2654.710	5704.918
1H-1	69.85	69.90	268046.810	708	2641.330	5588.000
3A-4	69.15	69.85	264981.093	709	2675.663	6286.364
3B-2	68.80	70.15	265909.388	702	2639.997	6254.545
3C-1	70.25	70.00	270353.683	709	2622.491	6162.281
3C-2	67.65	69.85	259233.130	690	2661.697	6263.889

表 5-3 动态循环加载试验结果

试样号	长径比	密度 (g/cm ³)	波速 (m/s)	加载峰值 (MPa)	应变率 (1/s)	吸能 (J/cm ³)	冲击次数	备注
1A4	0.5	2.643	6031	144.9	26.2	0.53	2	破坏成 6 块
1B3	0.5	2.55	5933	136	26.9	0.34	2	破坏成 2 块
1D5	0.5	2.647	6679	126.2	19.6	0.37	4	破坏成 2 块
3A3	0.51	2.672	6422	132.4	19.6	0.38	3	破坏成 4 块
R27	0.55	2.634	5950	131.2	17.3	0.78	3	破坏成 7 块
1F1	1	2.634	5884	133.3	18.6	0.2	2	成 2 块
1D4	0.5	2.65	5885	91.8	14.6	0.75	15	没破坏

试样取自于同一块花岗岩，其编号及其详细情况如表 5-2 所示。

试验装置的输入杆与输出杆采用钢材料， $\rho=7.795 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ ，弹性波波速 $v = 5198 \text{m/s}$ ，杆径 $d=75 \text{mm}$ 。

实验方法为依次分别冲击每个试样，直至冲坏为止。其中有一次冲击致坏的，有多次冲击才坏的，还保留一件经多次冲击仍未破坏的供比较分析。多次冲击破坏的详细情况如表 5-3 所示。

通过实验记录每次冲击下由两个应力片传来的信号，其中试样 1A1 实验中的信号如图 5-26 所示。

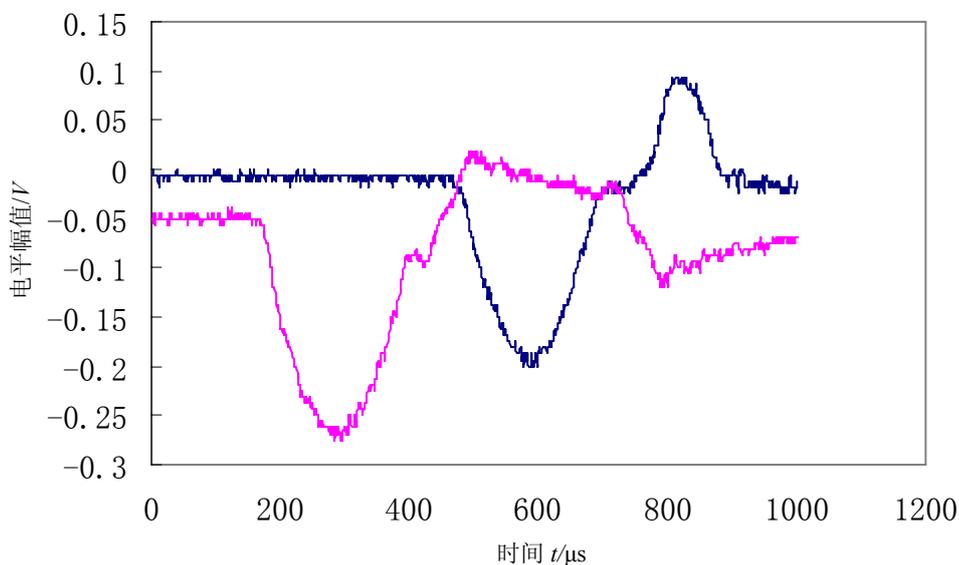


图 5-26 试样 1A1 的实验中两通道记录的典型信号

对图 5-26 所示的信号进行处理，即通过校正调整，并根据应变片的性能把它们换算成应变波，同时从它们当中分离出入射波、反射波以及透射波，并进行光滑化如图 5-27 所示。这样再根据应力波理论，便可以得到在岩石中传播的应力波、应变率随时间的变化以及岩石的应力应变曲线，从而可以计算出岩石在整个动态过程中所吸收的

能量，这方面的详细情况可参考有关文献[149,150]。

在这里本文作者关心的是应力波在其传播过程中，由于岩石内部的各种裂纹、缺陷以及动态断裂过程所产生的裂纹与间断面的存在，所发生的非正常变化，即应力波畸变。

假设岩石试样在冲击过程中呈理想弹性，则对于一定的入射波，在同样的试验情形下，可以根据应力波理论，计算出其反射波与透射波，图 5-28 便是同样在与图 5-27 中的入射波情形下的实验，通过计算所得出的透、反射波。

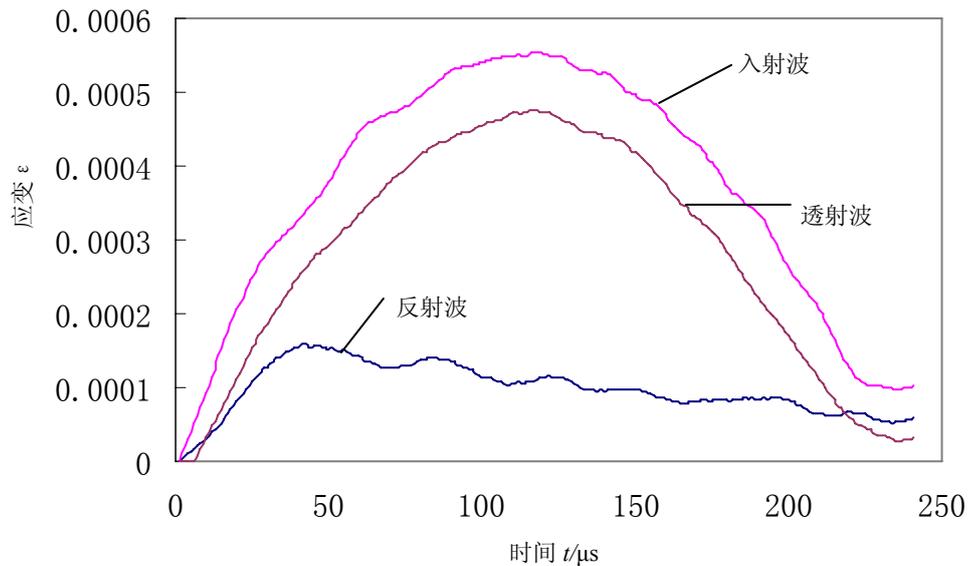


图 5-27 在试样 1A1 实验中记录所得的入射波、反射波以及透射波

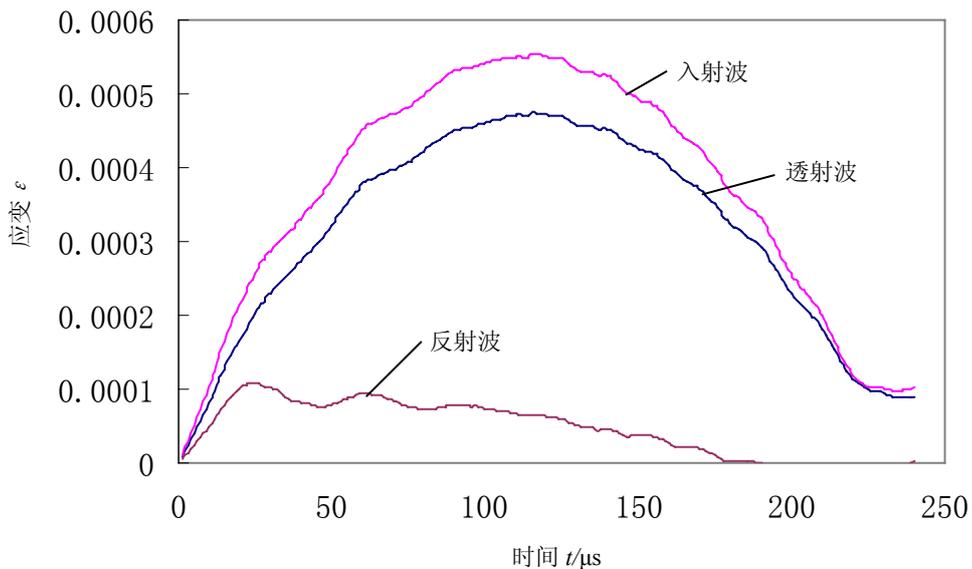
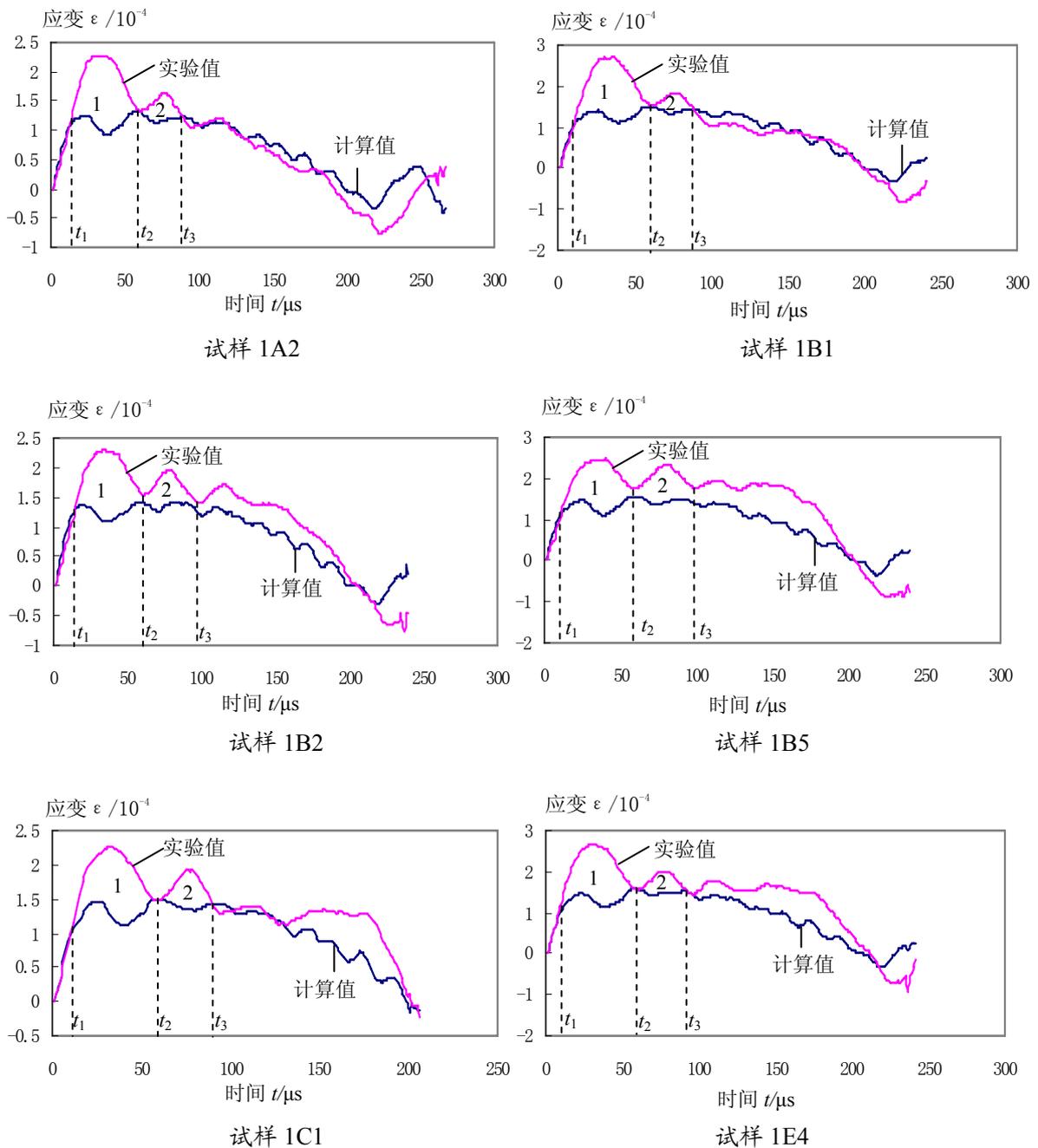


图 5-28 计算所得的入射波、反射波以及透射波

由图 5-27 和图 5-28 可知，在这两种情况下，当岩石为理想弹性材料时，入射应

力波通过岩石试样时透射到输出杆的幅值相对来说要大一些，而反射回去的应力波幅值相对来说要小一些，这主要是因为实际岩石中的裂缝、节理等微观结构以及冲击破裂过程中新生或扩展裂缝对应力波的传播有影响，增加了应力波的衰减。同时可知这些缺陷对反射波波形的影响比较大，而对透射波波形的影响几乎没有，所以在分析时主要考查反射波的变化。

以下主要对 10 个一次冲击破坏，4 个多次冲击破坏以及一个多次冲击而没有破坏的试样进行了分析，它们的反射波的计算值与理想弹性下的计算值的对比如图 5-29~5-31 所示。



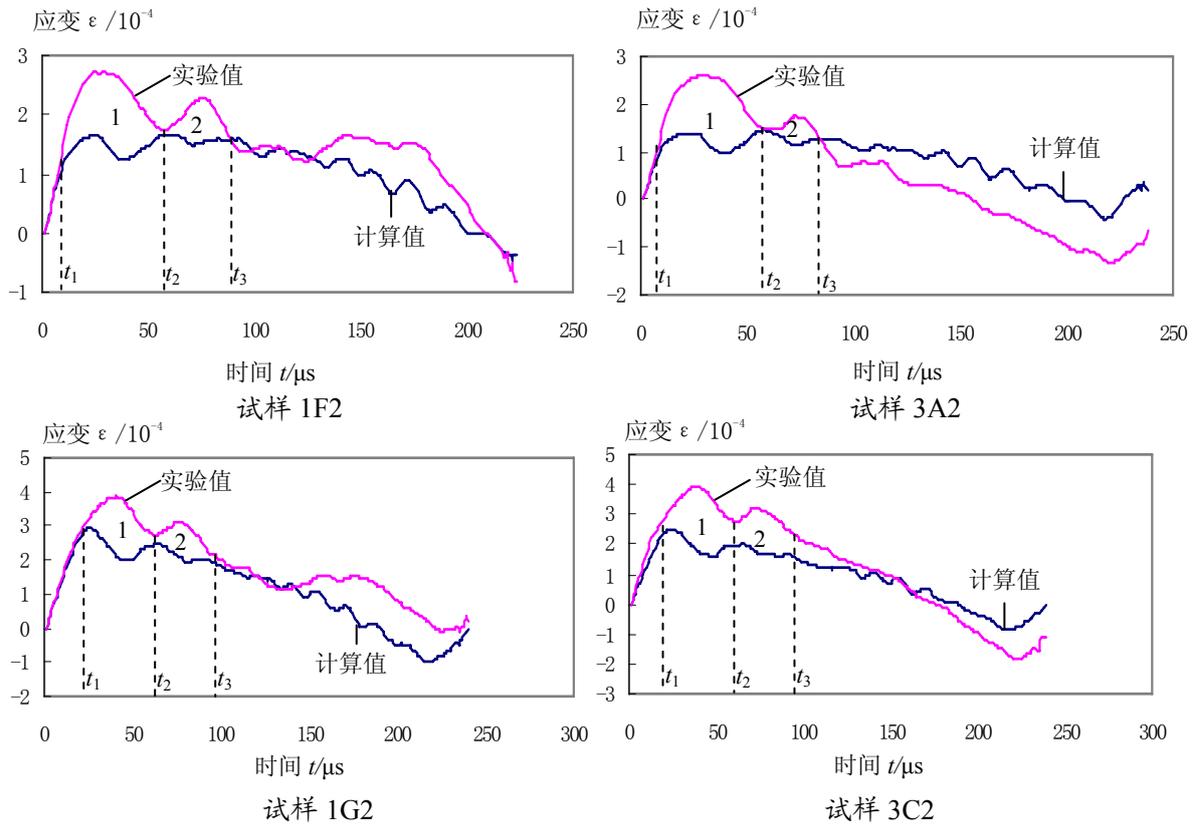
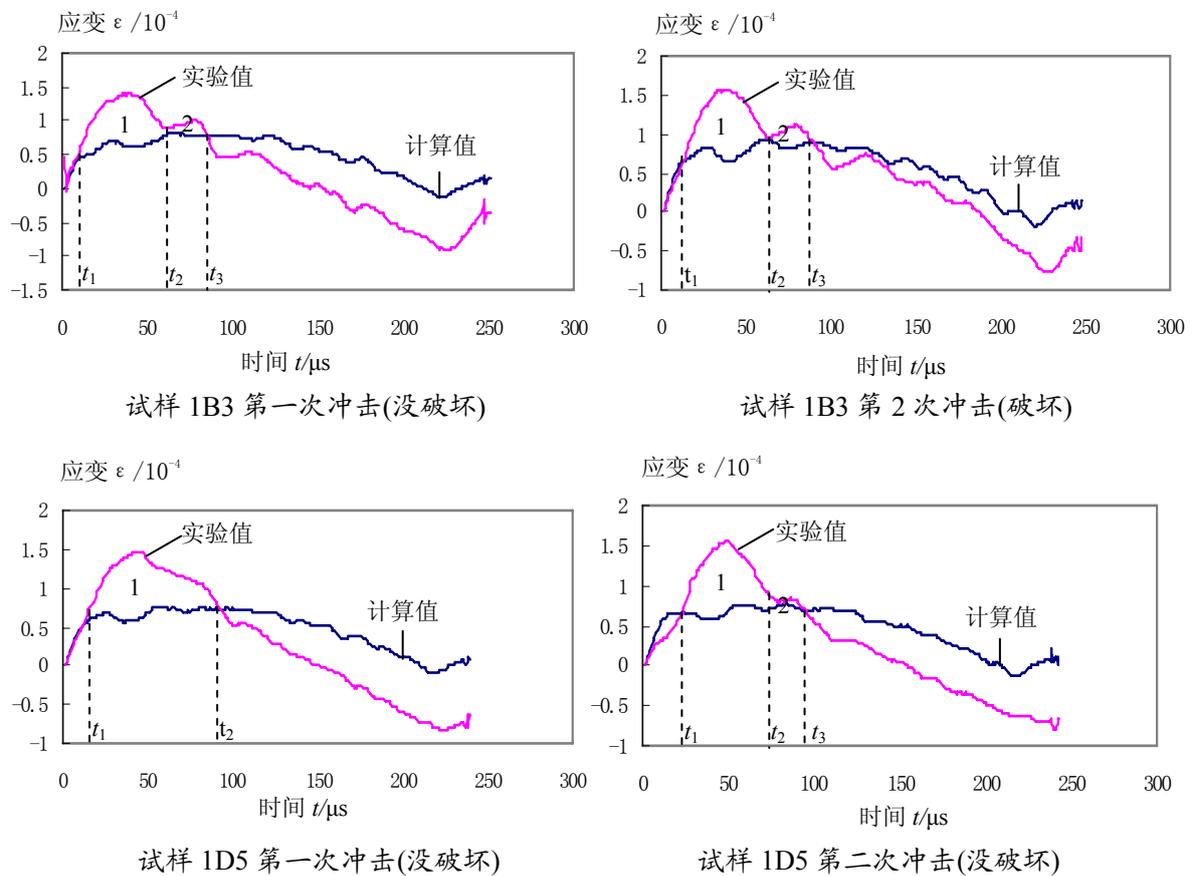
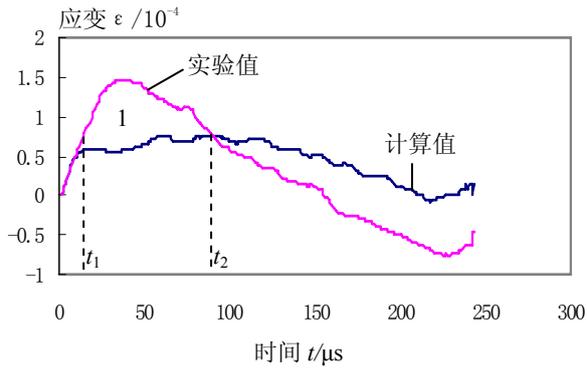
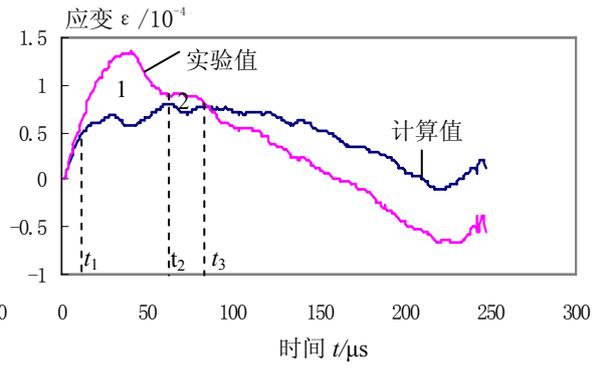


图 5-29 一次冲击破坏时实验记录与计算所得的反射波波波形图

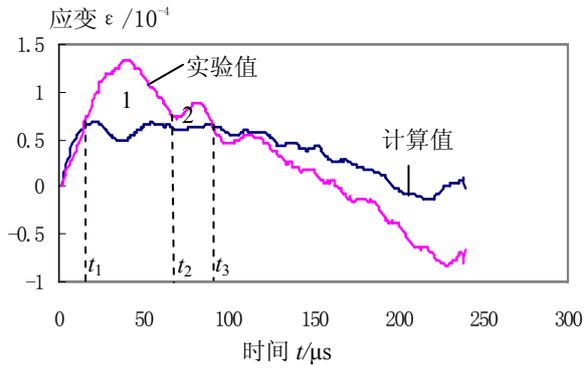




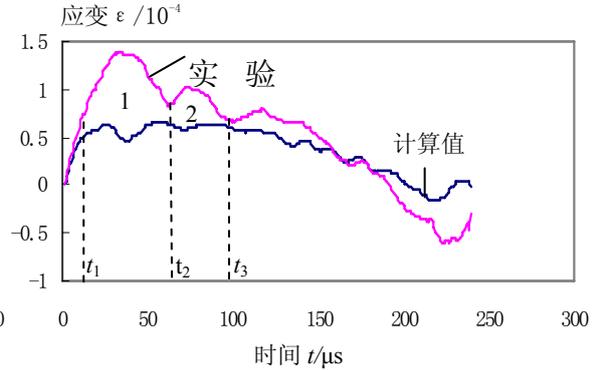
试样 1D5 第三次冲击(没破坏)



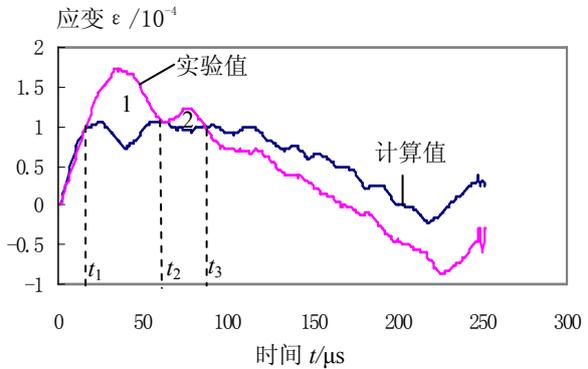
试样 1D5 第四次冲击(破坏)



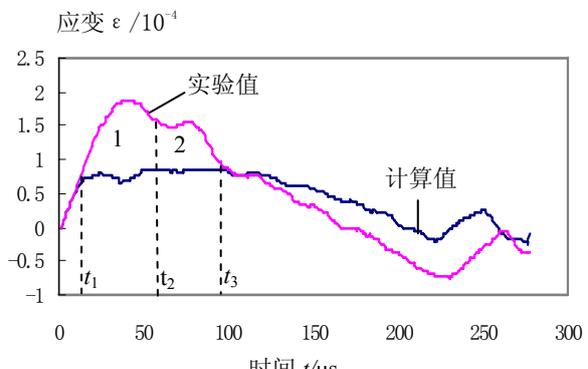
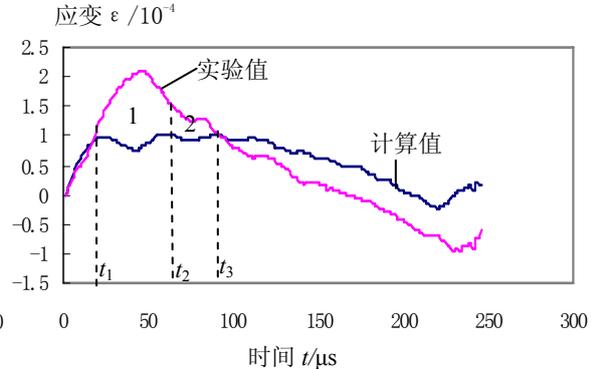
试样 3A3 第一次冲击(没破坏)



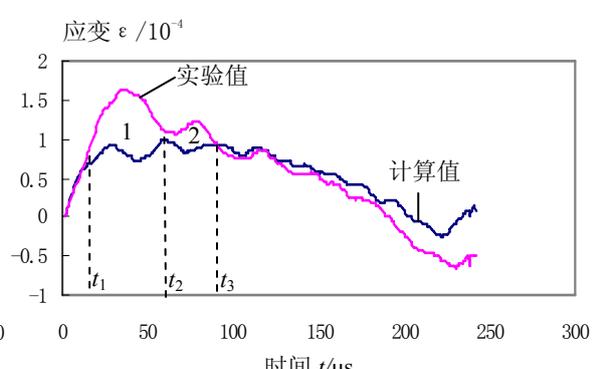
试样 3A3 第二次冲击(破坏)



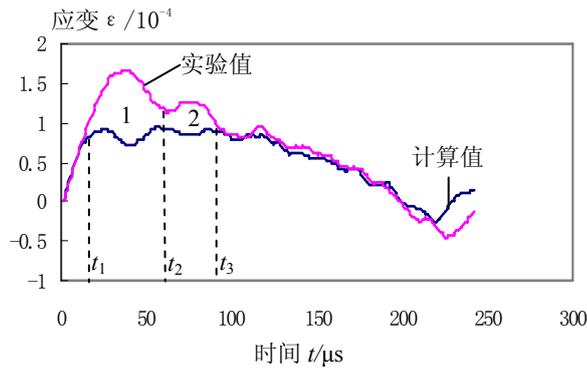
试样 R26 第二次冲击(没破坏)(第一次没记录上) 试样 R26 第三次冲击(破坏)



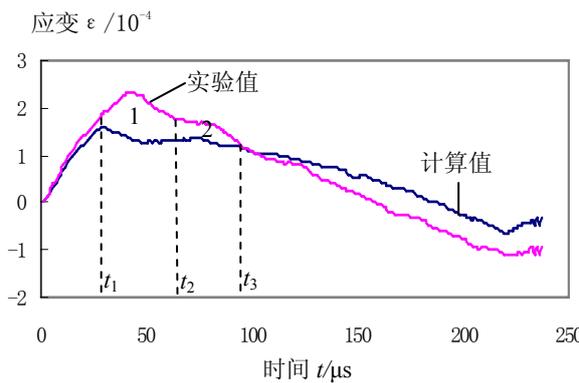
试样 R27 第一次冲击(没破坏)



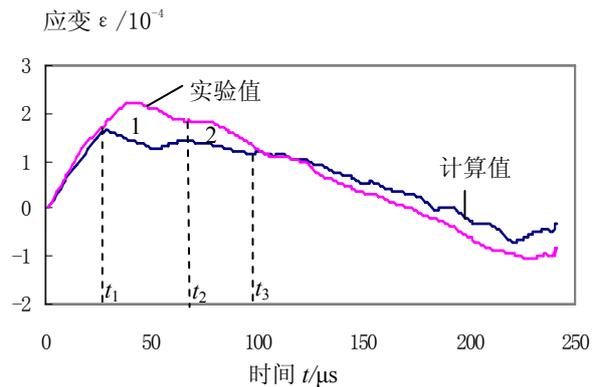
试样 R27 第二次冲击(没破坏)



试样 R27 第三次冲击(破坏)

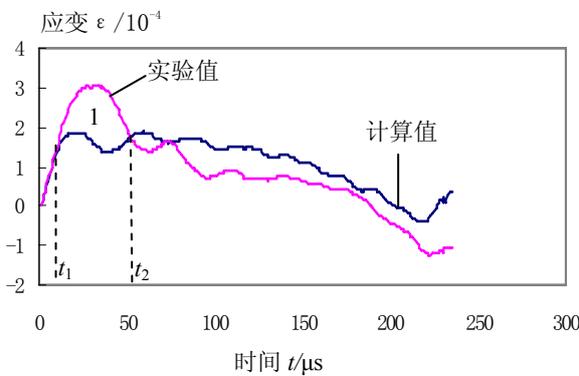


试样 1F1 第一次冲击(没破坏)

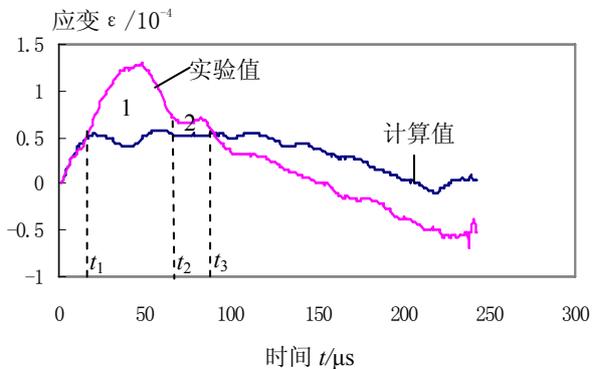


试样 1F1 第二次冲击(破坏)

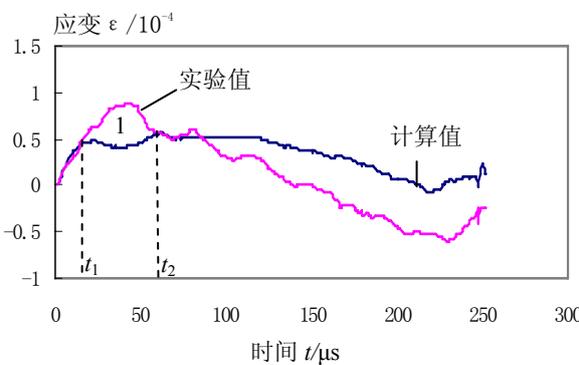
图 5-30 多次冲击破坏时实验记录与计算所得的反射波波形



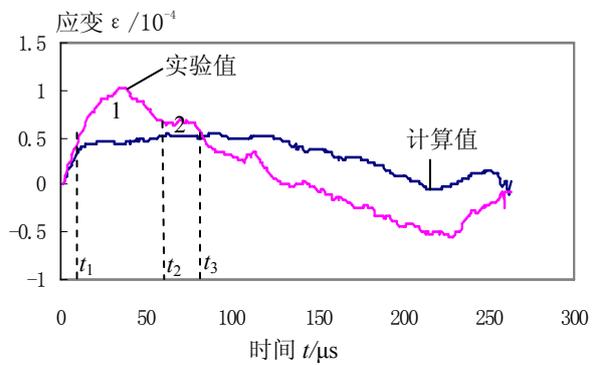
试样 1D4 第一次冲击(没破坏)



试样 1D4 第二次冲击(没破坏)



试样 1D4 第三次冲击(没破坏)



试样 1D4 第四次冲击(没破坏)

图 5-31 多次冲击而没破坏时实验记录与计算所得的反射波波形

5.3.2 分析与讨论

当入射波传播到入射杆与试样界面 1 时, 将产生反射波与透射波, 其透反射系数分别为:

$$T_1 = \frac{2A_b \rho_s C_s}{A_b \rho_b C_b + A_s \rho_s C_s}, \quad R_1 = \frac{A_s \rho_s C_s - A_b \rho_b C_b}{A_b \rho_b C_b + A_s \rho_s C_s} \quad (5-15)$$

设入射波为压缩波, 由于入射杆的波阻抗($\rho * C$)比试样的波阻抗大, 则反射波幅值的符号与入射波的相反, 为拉伸波, 而透射波幅值的符号与入射波的相同, 也为压缩波。

当试样中的透射波传播到试样与透射杆界面 2 时, 其透反射系数分别为:

$$T_2 = \frac{2A_s \rho_b C_b}{A_b \rho_b C_b + A_s \rho_s C_s}, \quad R_2 = \frac{A_b \rho_b C_b - A_s \rho_s C_s}{A_b \rho_b C_b + A_s \rho_s C_s} \quad (5-16)$$

这时的反射波符号与入射波的相同, 为压缩波, 而透射波的符号始终与入射波的相同。

随着入射波的继续作用, 当从界面 2 上产生的反射波通过界面 1 而产生透射波时, 这时应力波在试样中传播了一个来回, 如果试样为理想弹性体, 即相当于图 5-29~5-31 中的 t_1 。同时, 入射波也在界面 1 上产生反射波, 由上面的分析可知, 这两种波的符号是相反的, 所以它们叠加时, 幅值减小。正如所有的计算值所显示的那样, 反射波的幅值, 刚开始时是随入射波幅值的增大而增大; 但当从界面 2 来的反射波也达到时, 总的反射波幅值增加幅度减小, 并随入射波幅值的增大, 反射波幅值逐渐出现减少的情况。

然而实验记录下的反射波在此时并没有发生这种变化, 这主要是因为岩石含有大量的不同尺度的缺陷, 延长了应力波的传播时间。当应力波传播到裂纹处时, 正如 5.2 节中分析的那样, 在裂隙没有闭合前, 就如传播到自由面一样, 反射波的符号变向, 即从岩石中缺陷处反射回来的波与界面 1 处反射回来的波符号相同, 两者叠加, 幅值加强。但随着岩石的压实, 裂隙的闭合, 缺陷作用减弱, 此时岩石性质处于线弹性阶段, 虽然入射应力波幅值仍然在增加, 但反射波幅值开始减小。

设试样中有一等效的裂纹缺陷, 其宽度为 r , 假设应力波在 t_0 时刻开始先进工作垂直入射到裂纹面上, 由波传播理论可得到各应力波作用下裂纹面上的质点法向位移为:

$$u_n = \int_{t_0}^t (V_{SI} - V_{SR}) dt \quad (5-17)$$

式中:

$$V_{SI} = \sigma_I / (\rho C_P), \quad V_{SR} = \sigma_R / (\rho C_P), \quad \sigma_R = -\sigma_I;$$

V_{SI} , V_{SR} 分别为入射应力、反射应力波作用下裂纹面上质点的速度; σ_I , σ_R 分别为入射应力波、反射应力波的幅值; ρ 为岩体密度; C_P 为应力波在介质中传播时的纵波波速。

根据图 5-29~图 5-31, 可以确定出延长了的应力波传播时间, 对于短试样, 波在试样中传播一个来回的时间为 $13\mu\text{s}$, 平均延长时间为 $9\mu\text{s}$; 对于长试样, 波在试样中传播一个来回的时间为 $25\mu\text{s}$, 平均延长时间为 $15\mu\text{s}$, 则可分别得到其等效的裂纹缺陷的宽度为 0.06mm 与 0.15mm 。

但随着入射应力波幅值的继续增加, 当时间到达 t_2 时, 岩石中有的缺陷达到其临界条件便开始扩展, 这时岩石会发生扩容现象, 从而反射波的幅值再次有一定的回升, 其回升幅度的相对大小取决于该次冲击对岩石的损伤程度或破坏程度, 所以这个回升过程就是对应着岩石的动态累积损伤或动态断裂过程, 这个过程之后, 反射波幅值将又会减少, 而不久后入射应力波幅值将达到峰值; 如果岩石动态断裂过程比较猛烈则反射波幅值在随后将有几次反复, 而其它情况一般都是逐渐减少, 但其减小的幅值比完全线弹性下的计算值减小得要快。

由以上分析可知, 计算所得的反射波曲线与实验记录下的反射波曲线围成了 2 个区域, 从左至右, 第一个区域的大小一定程度地反映了该次冲击前岩石的原始损伤; 第二个区域的大小反映了该次冲击对岩石的损坏程度。

在一次冲击破坏实验中, 长试样 1G2 在其动态断裂过程时段, 反射波幅值只有稍微的回升, 但由两条曲线围成的第二个区域还是比较明显。

而在多次冲击破坏实验中, 第二个区域相对来说比较小, 有的甚至难以分辨, 而且最后一次冲击破坏时, 第二个区域也不是很明显, 这主要是由于前几次反复的冲击已经给岩石造成了很大程度的损伤。对于长试样 1F1 更难分辨。

在多次冲击而没有破坏的实验中, 很明显, 由于冲击力度不大, 对岩石造成的损伤不大, 在反射波曲线上的损伤断裂区基本上没有。

5.4 小结

本章主要对冲击载荷所引起的应力波在软弱结构面以及张开型节理处传播的细观动态响应进行了较为系统的研究,分析探讨了在室内实验中反映岩石动态累积损伤以及动态断裂过程的反射波波形畸变的问题,得到了如下几点结论:

1、通过分析软弱结构面应力波传播时的折反射系数,得出了评价软弱结构面是否滑动的两个准则(应力准则(稳定性系数)与能量准则(能量损耗系数))的一致性,引入了能量损耗为负值的意义,即负值越大表示越稳定,从而把单点上的可滑移条件下的能量动力准则推广到整个结构面上,并从应力准则的角度来验证了此方法的可行性,为进一步正确评判结构面对应力波传播的影响提供了理论依据与方法。

2、通过对应力波在张开型节理裂隙处传播规律的解析分析,得出了细观缺陷的几何结构、物理特性对应力波传播的影响,指出研究应力波衰减系数时应当考查能量这个标量值的变化情况而不是纵波应力这个矢量的变化。另外张开型裂隙对应力波的高频部分有滤波的作用,应力波的入射角对应力波传播影响较大,同时裂隙宽度越大,应力波衰减系数越大;裂隙闭合后界面的摩擦角越大,应力波能量透射增加并在摩擦角大于一定值时保持不变。

3、通过重点考查 SHPB 压杆实验中反射波的变化情况,指出其反射波的变化过程反映出了岩石的动态累积损伤或动态断裂过程,并把在理想线弹性基础上所计算得到的反射波曲线与实验记录下的反射波曲线所包围区域划成了 2 个分区,一个为压实区,其大小反映了岩石的原始损伤;一个为动态累积损伤或动态断裂过程区,其大小反映了此次冲击对岩石的损坏程度。

第六章 冲击载荷作用下岩石的动态损伤累积与破碎

材料的动态特性是结构材料受到冲击荷载作用时其力学性能的基本表征。在矿山工程中,如凿岩爆破过程中,矿岩承受的外力均为冲击荷载,它与静荷载作用存在显著差异:在静载作用下,形成的岩石的静应力场一般与岩石性质无关;而在冲击荷载(动载)作用下形成的应力场与岩石性质关系密切。在冲击荷载作用下,岩石内质点将产生运动,发生的许多现象都具有动态特点。冲击荷载在岩石内引起的应力、应变和位移都以波动形式传播,空间应力分布随时间而变化,且呈不均匀性。

岩石动态特性及其宏观参量包括岩石动态本构特征,动态断裂强度与应变率的关系,弹性模量,泊松比,波速,损伤,声发射以及岩石破碎后的块度分布等。它们所涉及到的因素很多,十分复杂。不仅包含材料固有特性,而且还包含材料细观、微观的不均匀性以及动态载荷的频谱、幅值特性。

目前岩石动态特性参数的来源主要有两条途径:实验室模型试验或现场实测以及直接用静态参数替代动态参数(指弹性模量、泊松比等)。显然后者对于岩土类材料会引起较大的误差。而前者虽然是解决问题的一条有效途径,但其缺点在于:在不同频谱、幅值的外荷载的作用下,岩石材料特性参数是不同的,测试结果只能适用于与试验频谱、幅值相近的环境中,而且,试验边界对这些特性参数有相当大的影响,也不能忽视。

由于岩石材料本身的复杂性以及冲击荷载的作用特点,岩石动态特性的离散性较大,因而目前对岩石动态特性的研究,仍然是以实验为主,结合新兴的一些理论学科,如断裂力学、损伤力学、分形学等,进行经验、半经验以及纯理论方面的研究,这些研究对实际情况进行了极大的简化和假设,同时一般只着重考虑岩石微细观结构的差异,而对于与其相匹配的外部作用方式等系统考虑方面涉及较少,因而其动态破坏模式与机理仍处于定性方面的研究,很难提高到定量或有系统的理论研究上来。

本文将基于不同的外部载荷作用形式下岩石中能量耗散情况,重点对岩石动态损伤以及岩石破碎后的块度分布两个方面进行系统的研究,对此过程中能量的传输进行更深一步的探讨,同时进行相应的实验研究。数值与实验结果表明:以能量为基准的动态损伤模型不仅能预测岩石在不同的外部载荷作用下所造成的动态累积损伤,而且结合分形的概念能对岩石破碎后的块度分布进行一定的估计,这对于工程实践具有重要的指导意义。

6.1 岩石的基本动力特性

自 Attewell^[151,152]用冲击试验研究岩石破裂以来的几十年中,为了获得与常规的冲

击爆破甚至核爆等相当的加载率作用下的岩石动态特性，很多研究者就高应变率作用下岩石的动态本构关系特征进行了大量研究，如 A.Kumar^[153]在 1968 年便对玄武岩和花岗岩在应变率和温度场影响下的强度进行了研究，其后又有木下重教(1977)，章根德(1982)^[154]，陆岳屏(1982)，B.Mahanty(1988)，于亚伦(1990)，W.A.Olsson(1991)，李夕兵(1994)^[36]，Sang Ho Cho(2003)^[155]作了一系列的工作。

图 6-1 为典型的静载条件下，刚性试验机上所得的大理岩的应力—应变关系全图。而图 6-2 为在 SHPB 上所得的花岗岩的动态应力—应变关系图^[156]。

由图 6-1 与 6-2 以及前人的研究成果，对岩石的动力特性有如下共识：

- ① 岩石材料的动态特性与静态特性之间的差异是明显的；
- ② 增加加载的应变率，或改变试样的形状，并不改变岩石破裂的基本模型。一般认为初始断裂的起始点是相同的，即 σ_e 值不会因动静载而产生较大变动。但动载条件下应力—应变关系曲线的弹模较大，且 BC 段对应的应变较小。
- ③ 一般认为，在高频冲击下，动态弹性模量比静弹性模量的值要高，另外由于应变率效应的影响，某些结构材料的屈服强度平均提高约 10%^[157]。

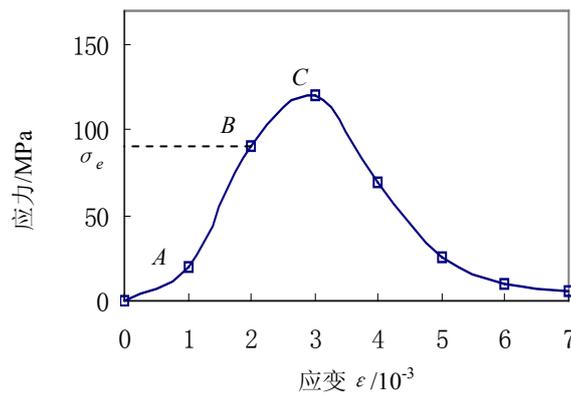


图 6-1 大理岩的应力—应变全图

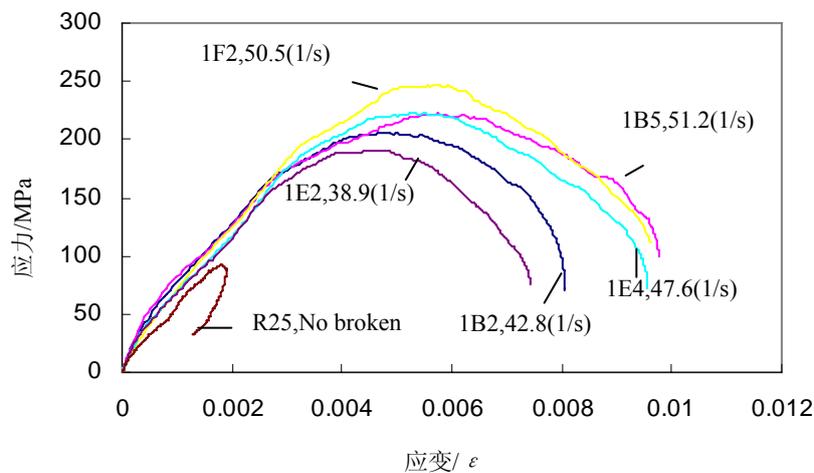


图 6-2 花岗岩的动态应力—应变关系图(长径比=0.5)

Attewell^[152], Rinehart^[144]等人早期的研究就已表明: 岩石动态强度随加载速率的增加而增加。且试验结果表明: 应变率小于某一临界值时, 强度随应变率的增长较小, 当应变率大于该值时, 强度迅速增加。通过对其实验数据的分析, 在剔除了密度对强度的影响后, 可得到此临界值 $\dot{\epsilon}^* = 76\text{s}^{-1}$ 。

Kumar 在早期(1968)^[153]对玄武岩和花岗岩的研究表明: 静压强度很为接近的玄武岩和花岗岩, 它们的动载强度却存在有较大的差异。同时, 通过考察温度对试样强度的影响, 得出: 应变速率的增加对强度的影响类似于降低温度所产生的效应并提出用热活化观点来表征岩石的动态断裂机制。

有实验表明: 随着应变率的增加或温度的降低, 岩石的刚度与最大应力都有所增加。径向初始刚度比轴向的要高, 而对于最大应力刚好相反。岩石的单轴力学行为是由岩石中的细粒基质的变形所决定的。

Lankford 在综述了许多研究者的大量实验结果后, 对动态断裂强度 σ_f 随应变率的影响归纳为:

$$\sigma_f \propto \begin{cases} \dot{\epsilon}^{1/(n+1)} & \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}^* \\ \dot{\epsilon}^{1/3} & \dot{\epsilon} \geq \dot{\epsilon}^* \end{cases} \quad (6-1)$$

这里 n 是下列断裂力学关系式的指数:

$$v \propto AK^n$$

式中: v 是裂纹生长速度, K 是应力强度因子。

李夕兵等也曾先后对几种不同类型的岩石用 SHPB 装置进行了动态破碎强度实验。在其实验范围内, 亦得到了 σ_f 近似与 $\dot{\epsilon}^{1/3}$ 成正比的实验结果^[158]。

邵鹏等(1997)^[159]采用霍普金森压杆技术对高应变率下砂岩的动态力学特性进行了研究得知: 当撞击杆速度为 10.4m/s 时, 砂岩的动态弹性模量为 168GPa, 为静态弹性模量的 3.8 倍, 其强度也相应提高。

6.2 岩石的动态断裂准则

岩石在破裂过程中有对应变率敏感的特性, 通过一系列的实验研究, 总结出断裂强度与应变率有如下关系^[160]:

$$\sigma_c = a\dot{\epsilon}^n \quad (6-2)$$

其中 $n = 0.05$ (Solenhofen limestone) ~ 0.333 , 且大多数是立方根的关系。

Tuler and Butcher [1968]提出的初始动态断裂损伤公式^[160]:

$$\int_0^t (\sigma - \sigma_0)^\lambda dt = K, \quad (6-3)$$

$\lambda = 2$ 时, 与实验数据很吻合。

如果拉应力脉冲幅值 σ 远远大于损伤增长门槛值 σ_0 且认为是常应变率加载:

$$\sigma = E\dot{\epsilon}t$$

则由式(6-3)有:

$$\sigma_c = \sqrt[3]{3KE\dot{\epsilon}^{1/3}} \quad (6-4)$$

Birkimer[1971]^[161]在用霍布金逊杆做断裂实验提出当对断裂面所做的功 W 达到一个临界值时便会断裂:

$$W = A \int \sigma dX = W_{cr} \quad (6-5)$$

$dX = C\sigma/E \cdot dt$ (C 为波速) 则对于常应变率加载有:

$$\sigma_c = \left[\frac{3E^2 W_{cr}}{AC} \right]^{1/3} \dot{\epsilon}^{1/3} \quad (6-6)$$

Steverding and Lehnigk^[33,34]在一系列的论文中提出了起裂的最小作用准则:

$$\int \sigma^2 dt = \frac{\pi \gamma E}{C} \quad (6-7)$$

其要求有一定长度裂纹的频谱与幅值和应力脉冲延时相一致。

对于单个裂纹对阶跃载荷早期的动态响应的解有: 半径为 R 的钱币形裂纹在垂直阶跃载荷作用下的应力强度因子不会马上达到其静态值:

$$K_I = (2/\sqrt{\pi})\sigma\sqrt{r}, \quad (6-8)$$

当 $t < r/C$ 时, 近似的有: $K_I \sim \sigma\sqrt{Ct}$,

如果裂纹起裂, 即 $K_I = K_{IC}$, 则有:

$$\sigma_c \sim \frac{K_{IC}}{\sqrt{Ct}}, \text{ 由 } \dot{\epsilon} = \sigma_c / Et, \text{ 则有:}$$

$$\sigma_c \sim 3\sqrt{\frac{E}{C}} K_{IC}^2 \dot{\epsilon}^{1/3} \quad (6-9)$$

由于是近似分析, 当应变率很高, 裂纹较大时不适用。

研究表明^[161]: 当裂纹尺寸达到一定值时, 固体不能区分被加载的裂纹的几何形状, 也就是对于一定特征尺寸的裂纹, 裂纹尖端曲率已不再重要, 其形状对常应变率下的响应无任何影响。

6.3 岩石在不同加载波形下的能量耗散

对应力波作用下产生的动态断裂, 外力大小以及作用的时间因素对断裂过程的影响至为重要。Steverding-Lehnigk 脆性动态断裂准则就是针对表面裂纹和内部片状裂纹

的细观分析，他设定张应力波垂直于裂纹的圆形平面并考虑应力波作用时间有临界值，指出任意形状的应力脉冲 $\sigma(t)$ 导致脆性材料断裂的条件，即动态断裂准则为^[33,34]：

$$\int_0^t \sigma^2(t) dt \geq \frac{\pi \gamma E}{C} \quad (6-10)$$

如图 6-3 所示，对于含有一全裂纹谱^[162]的岩石，考虑到应力波在岩石中的衰减以及岩石在各种加载条件所产生的应力波作用下的能量耗散，当加载波能量作用密度减小到一定值时，加载应力波中任意频率的谐波均不会与岩石中任何裂纹发生作用，岩石中的所有裂纹均不会产生扩展，因此，这种强度的应力波通过岩石时，不会导致岩石的损伤；又由上述宏观脆性断裂条件可知，当应力波能量作用密度达到其门槛值即 $\pi \gamma E / C_p$ 时，裂纹高速扩展，应力波通过岩石时产生宏观破坏；当应力波能量介于两者之间时，应力波每次通过时，都会导致岩石损伤，裂纹低速扩展，即断裂力学中的亚临界裂纹扩展，在此条件下，反复加载时可导致岩石破裂。

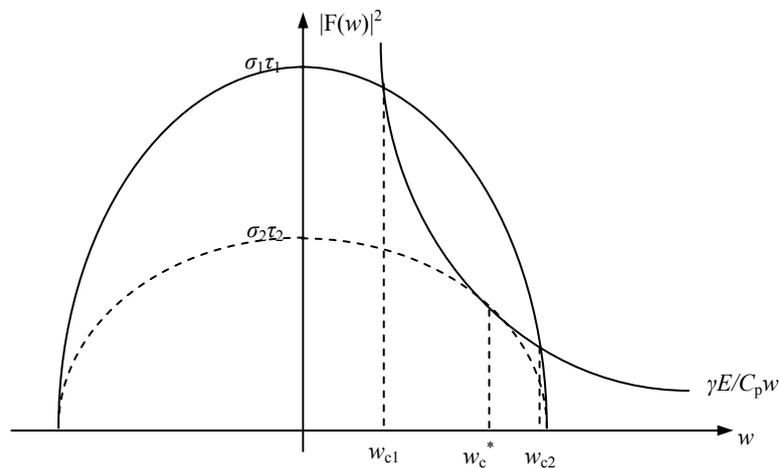


图 6-3 参与裂纹扩展的频率范围

对于不同的加载波，如矩形波、钟形波、指数衰减波等，采用富氏分析方法^[163]，便可分别获得它们的岩石能量耗散结果以及有效能量值，如图 6-4 和图 6-5 所示。

从图 6-4 可以看出：不论何种波加载，当加载能量小于某一临界值时，其加载能量完全不参与裂纹扩展，能量全部以弹性波形式无用耗散。加载波形不同，其临界值亦有所差异，指数衰减波所对应的临界值较矩形波和钟形波的大，而矩形波和钟形波的临界值较为接近；当加载波强度在此区段之内时，不会对岩石产生任何损伤和破坏。随着加载波能量的增大而进入累积破坏段后，以弹性波形式无用耗能量作用密度的相对值，随加载波能量的增加而迅速减小，此时重复冲击作用将可能导致岩石破坏。当加载波能量较大时，随着加载波能量的增大，这部分无用耗散的弹性波能量的相对值缓慢下降，并逐渐趋于平稳。

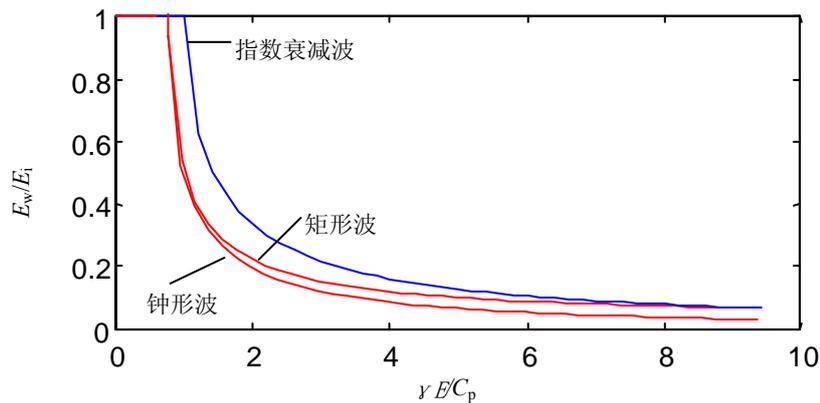


图 6-4 不同加载波作用下以弹性波形式耗散的能量值

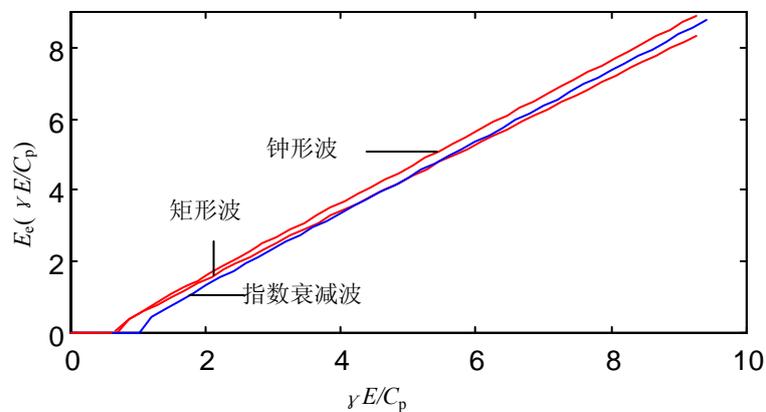


图 6-5 不同加载波作用下的有效能量值

从图 6-5 可以看出：在不同加载波作用下的有效能量的绝对值与加载波能量作用密度呈线性关系，通过数据拟合，得到如下关系式：

$$\text{矩形波: } E_e = -0.3916 + 0.9459 \cdot W$$

$$\text{指数衰减波: } E_e = -0.7143 + 1.0110 \cdot W \quad (6-11)$$

$$\text{钟形波: } E_e = -0.4196 + 1.0095 \cdot W$$

6.4 岩石动态疲劳损伤累积^[164]

考虑到应力波通过岩石时的能量作用密度的上、下限值，即：当能量作用密度小于下限时，应力波通过岩石时不起作用，以弹性波的形式耗散在岩石中；而当能量作用密度大于上限时，岩石在应力波的作用下发生宏观断裂；如应力波的能量作用密度处于其间时，应力波的通过使岩石发生损伤，如此反复加载，产生的疲劳损伤将使岩石发生破坏，可以设想：加载波能量作用密度应有一个最小的阈值，只有当加载波能量作用密度大于其阈值时损伤累积过程才能开始进行；施加的能量作用密度越大，损

伤速率也越大。当其达到岩石动态断裂准则的极限时岩石完全断裂，其损伤度 D 应该是 D_f 。在低损伤的初始阶段，过程在微观的量级上进行，裂纹的数量少，尺寸小，因而损伤速率也较小；随着时间的延长或脉冲通过的次数的增长、裂纹核增多、长大、合并，形成宏观裂缝。当损伤累积增长到宏观级时，岩石内所含大量的明显的裂缝，降低了它的平均强度，进一步的增长导致以越来越快的速率破坏。

由于能量作用密度表达式里已包含了时间因素，所以只考虑能量作用密度处在两个门槛值之间的疲劳损伤。

根据岩石的动态断裂准则，设加载能量作用密度为

$$W = \int_0^t \sigma^2(t) dt = A \frac{\tilde{E}}{\tilde{C}} \quad (6-12)$$

式中 A 为与能量作用密度大小有关的系数； \tilde{E} ， \tilde{C} 分别为岩石的有效弹性模量和有效纵波波速。

由损伤的定义有：

$$\tilde{E} = (1 - D)E \quad (6-13)$$

由于损伤裂纹的存在和发展会引起应力波波速的衰减，根据 Rubin 和 Ahrens 的研究，应力波波速与岩石损伤的关系为^[165]：

$$D = 1 - (\tilde{C}/C_p)^2 \quad (6-14)$$

由式(6-13)和式(6-14)，能量作用密度可表示为

$$W = A\sqrt{1-D} \frac{\mathcal{E}}{C_p} \quad (6-15)$$

式中： E ， C_p 分别为未损伤岩石的固有弹性模量和应力波纵波速度，其它符号的意义与式(6-12)的相同。

当反复加载时，加载能量作用密度不变，在第 n 次加载时，设加载能量作用密度仍处在两个门槛值之间，即：

$$A_{n0} < \tilde{A} < A_{n1} \quad (6-16)$$

式中： $\tilde{A} = A\sqrt{1-D_{n-1}}$ 为反复加载时固定的能量作用密度系数； $A_{n0} = \alpha\sqrt{1-D_{n-1}}$ 为第 n 次加载时最小的能量作用密度门槛值，当加载波分别为矩形波、指数衰减波和钟形波时， α 分别等于 0.69，1，0.66； $A_{n1} = \pi\sqrt{1-D_{n-1}}$ 为第 n 次加载时最大的能量作用密度门槛值。

由岩石中应力波作用的能量耗损及有效能量可知，其有效能量也就是用来产生损伤的能量值，即：

$$E_e = a_1 + a_2 \cdot W \quad (6-17)$$

式中： a_1, a_2 为不同加载波作用下的有效能量值的拟合系数。

从有效能量与能量作用密度的线性关系以及当能量作用密度系数 $\tilde{A} = A_{n0}$ 时， $D_n = D_{n-1}$ ； $\tilde{A} = A_{n1}$ 时， $D_n = D_f$ ，可知，当 $A_{n0} < \tilde{A} < A_{n1}$ 时，有：

$$\frac{D_n - D_{n-1}}{D_f - D_{n-1}} = \left(\frac{\tilde{A} - A_{n0}}{A_{n1} - A_{n0}} \right)^\beta \quad (6-18)$$

这样我们便得到了在应力波作用下的疲劳损伤的迭代表达式，其中 β 为材料常数。

根据式(6-18)可以得到在不同的能量作用密度、不同的加载波形下的损伤变化和破坏时所需反复加载次数 n 的关系，所得结果如图 6-6 所示，图中 D_f 设为 1， D_0 为 0， \tilde{A} 分别为 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, $\beta = 2.5$ 。

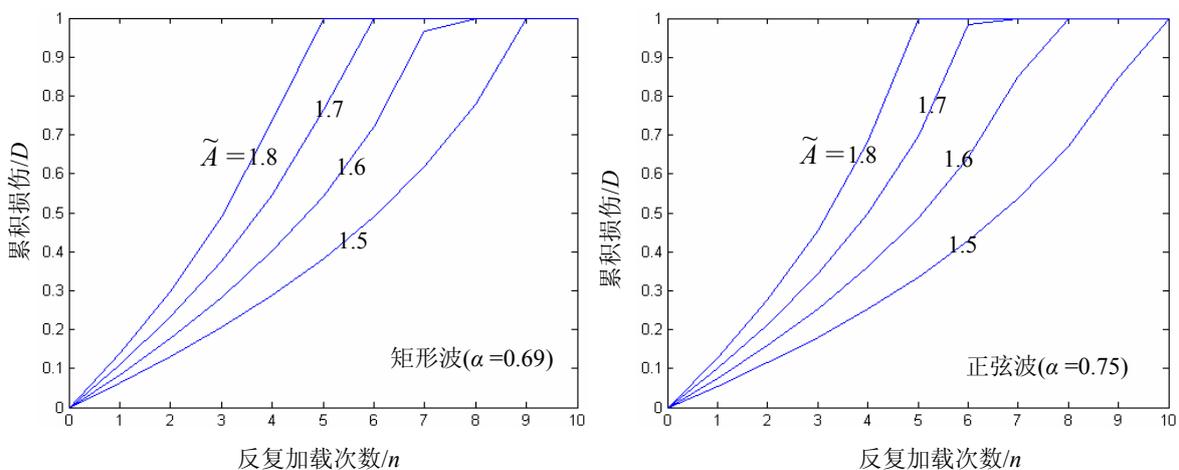


图 6-6 不同的能量作用密度、不同的加载波形下反复加载次数与损伤的关系

6.5 破碎阶段

在破碎阶段，岩石类材料的粉碎效果实质上体现在两个方面：材料由于碎块分离而导致的宏观尺寸缩减和材料内部由于微裂纹繁衍而引起的细观损伤的积累。长期以来，人们将粉碎效果与粒度缩减等同起来，从而将研究的焦点多集中在材料宏观尺寸的缩减上，而忽视了对后者即损伤对粉碎效果影响的研究。事实上，材料的粒度缩减正是其内部细观损伤在应力作用下演化的宏观体现，不同的损伤效果反映在宏观上的粒度缩减也不同，二者存在不可分割的内在联系。

6.5.1 损伤参量的分形特征与计算方法

在冲击作用下，某些颗粒(尤其是相对较大的颗粒)从表面上看虽然没有碎裂，但其内部随机分布的微裂纹得到活化和繁衍，而且冲击载荷不同，微裂纹活化和繁衍的程度也不同，对于下一级粉碎而言，它们的初始损伤值也不同，从而影响了下一级的粉碎效果和能耗。诱发材料宏观物理力学性能劣化的内部微裂纹或孔隙发育、演化行为称作损伤。损伤值是在 0~1 的范围之内，所以它是用来描述岩石破坏之前演化过程

的一个参量。对于岩石破坏之后，所有情况的损伤值都认为是 1，无法反映出破坏后的差别，究其原因是因为损伤的测度问题，也就是对损伤实质的认识与描述的问题。事实上，在外界作用下产生的岩石损伤是因为输入到岩石中的能量使得岩石内部结构发生变化并朝有序的方向发展，只用内部微裂纹或孔隙的响应来描述损伤与损伤演化过程肯定有以上的局限性。所以当把损伤推广应用到岩石破坏后的粉碎阶段时，首先应给予其新的物理意义，其次是怎样来描述和计算此时的损伤。粉碎阶段损伤的物理意义是非常明确的，对于同一性质的岩石，吸能越多，所造成的损伤也就越大，所吸收的能量一方面用来产生碎块之间的断裂面，另一方面使碎块内部随机分布的微裂纹得到活化和繁衍。要描述与计算粉碎阶段的总体损伤，只有把损伤的测度扩大到分形空间，并用此时的分形维数来表示总体损伤。

许多研究表明^[166,167]：材料损伤过程中损伤区微裂纹常呈现类似图 6-7 所示的分布及演化特征，损伤区微裂纹分布、结构及演化具有明显的统计自相似性，表现为分形，另外岩石破碎后碎块尺度的分布也具有分形的特性。而粉碎阶段的损伤可以说是上两种情况的叠加，由分形的性质可知粉碎阶段的损伤参量本身就是一种抽象的分形，可用分形的基本关系—幂律关系进行描述。

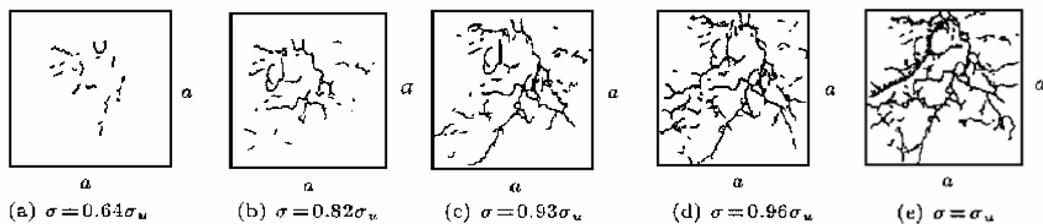


图 6-7 损伤区微裂纹的分形分布及演化特征 (图中 a 为区域的周界长度)

对于损伤参量本身的抽象分形可以这么理解：

损伤有一个相似比，对于某一状态时的总体损伤可用由碎块尺寸所决定的度量尺度（相当于盒维数中的半径 ε ）来量测，从而可得到此时的分形维数，即总体损伤，这时的分形维数与求极限时所得的分形维数不同，它类似于利用插值方法来得到分形过程中的某一阶段时的分形维数 D 。

由分形的基本定义得：

$$N(A, \varepsilon) \approx C\varepsilon^{-D}, \quad C \text{ 是一个常数}$$

符合上述关系，便称 A 有分形维数 D 。

由 Barnsley 的分形插值方法可知^[168]：当插值点列 $\{(x_i, y_i): i = 0, 1, \dots, n\}$ 是等间距不共线时，则相应的迭代函数系 $\{R_i; \omega_i, i = 1, 2, \dots, n\}$ 的图象 G 的分形维数 D 是：

$$D = 1 + \frac{\ln\left(\sum_{i=1}^n |d_i|\right)}{\ln n} \quad (6-19)$$

式中 d_i 是垂直尺度因子, 其取值范围是 0~1。

而对于损伤参量本身的抽象分形, 由粉碎分级的概念可知, 它应具有迭代关系, 并且是从下往上迭代计算, 最后得到其总体损伤:

$$D_{n-1} = 1 + \frac{A \cdot (N-n) \cdot \ln(D_n + D_s)}{\ln(N-n)} \quad (6-20)$$

其中 D_n — 最后一级粉碎, 一般取 1;

D_s — 与岩石初始损伤值相似的颗粒损伤, 即相似损伤值;

N — 岩石破坏后在平均粒度基础上粉碎的总碎块数;

n — 为不同粉碎阶段时的碎块数, 迭代时其初始值等于 $N-2$;

A — 不同加载方式时的损伤参数, 其取值范围是 0~1。

6.5.2 岩石破碎过程中的耗能规律

根据上节中的能量耗散规律与脆性动态断裂准则可知, 当加载能量小于某一门槛值时, 其加载能量完全不参与裂纹扩展, 全部无用耗散, 此时无损伤; 当加载能量达到动态断裂准则时, 岩石动态破坏, 损伤值为 1, 此时无用耗散能量大约占 15% 左右; 当加载能量继续增加时, 岩石吸能继续增加, 岩石的破碎尺寸逐渐减小, 此时已超过一般损伤有效范围, 通常采用块度分布来量测。

加载能量处在两个门槛值之间, 即损伤在 0~1 的范围之内时, 可在上节已得应力波作用下疲劳损伤的迭代关系式上进行改写, 如下:

$$\frac{D_n - D_{n-1}}{D_f - D_{n-1}} = \left(\frac{E_l - E_{n0}}{E_{n1} - E_{n0}} \right)^\beta \quad (6-21)$$

式中: D_n — 第 n 次加载时岩石的损伤;

D_{n-1} — 第 $n-1$ 次加载时岩石的损伤;

D_f — 岩石完全破坏时的损伤;

E_l — 单次加载时的能量作用密度;

E_{n0} — 第 n 次加载时加载能量作用密度的下限门槛值;

E_{n1} — 第 n 次加载时加载能量作用密度的上限门槛值;

β — 与加载延时有材料常数。

当加载能量作用密度大于动态断裂准则时, 从损伤的实质物理意义来看此时损伤值大于 1, 同时反映了岩石的耗能情况, 所以式(6-21)可以推广到破坏后岩石的粉碎阶段。推广后的表达式为:

$$D = \left[\left(\frac{E_l - E_0}{E_l - E_0} \right)^\beta \right] * (D_f - D_0) + D_0 \quad (6-22)$$

由上节中岩石破坏后粉碎阶段的损伤分形特性可知总体损伤与块度分布的关系。

这样就得到了加载能量、岩石损伤以及块度分布之间的关系，从而对岩石破碎过程中的耗能情况有一个定量的分析，把其耗能的细观机理与宏观参量联系起来，更进一步了解其耗能规律。

6.6 实验验证

本实验是在 Hopkison 动态实验装置上完成的，试样取自于同一块花岗岩， $d=70\text{mm}$ ，静载抗压强度 $\sigma_c=160\text{MPa}$ ，加载时间 τ 为 $200\mu\text{s}$ ，试验结果如表 6-1 所示。

表 6-1 花岗岩试样动态反复加载试验结果

试样号	长径比	密度 (g/cm ³)	波速 (m/s)	峰值应力 (MPa)	应变率 (1/s)	吸能 (J/cm ³)	冲击次数	备注
1A4	0.5	2.643	6031	144.9	26.2	0.53	2	破坏成 6 块
1B3	0.5	2.55	5933	136	26.9	0.34	2	破坏成 2 块
1D5	0.5	2.647	6679	126.2	19.6	0.37	4	破坏成 2 块
3A3	0.51	2.672	6422	132.4	19.6	0.38	3	破坏成 4 块
R27	0.55	2.634	5950	131.2	17.3	0.78	3	破坏成 7 块
1F1	1	2.634	5884	133.3	18.6	0.2	2	成 2 块
1D4	0.5	2.65	5885	91.8	14.6	0.75	15	没破坏

表 6-2 花岗岩单次冲击破坏试验结果

试样号	长径比	密度 (g/cm ³)	波速 (m/s)	应变率 (1/s)	加载峰值 (Mpa)	吸能 (J/cm ³)	平均粒度 d(mm)	弹模 (GPa)
1E2	0.5	2.643	6060	38.9	191.10	0.88	15.32	62
1E3	0.5	2.628	5915	40.9	200.1	0.71	16.91	60
1E4	0.5	2.640	5915	47.6	222.4	1.41	9.89	62
1F2	0.5	2.640	6008	50.4	246.7	1.6	8.1	67
1B2	0.5	2.632	5949	42.8	206.0	1.12	12.4	63
1B5	0.49	2.632	5991	51.3	222.8	1.42	9.25	60
1B1	0.5	2.639	6060	40.1	238.2	0.89	15.06	63
1C1	0.52	2.620	6008	40.9	222.3	1.02	13.62	69
1D2	0.5	2.651	6017	41.9	251.6	1.00	14.21	64
1D3	0.51	2.638	5877	41.1	265.9	0.86	15.49	65
3A2	0.50	2.639	6651	37.2	274.3	0.42	19.61	67
1A2	0.51	2.676	5941	33.7	193.2	0.56	18.72	67
3C1	1.0	2.622	6162	23.7	177.2	0.28	36.1*	69
1A5	1.0	2.647	5705	25.4	174.5	0.20	53.6*	63
1G2	1.0	2.655	5705	35.6	249.0	0.87	12.32	69
3C2	0.97	2.662	6264	36.2	248.1	0.59	26.1	70
3B2	0.98	2.640	6254	28.8	164.8	0.35	33.5*	64

反复加载中，试样破坏后破坏的块数较少，采用直接量测来得到其平均粒度，如图 6-8 所示。在单次冲击破坏实验中，每次冲击后的破碎效果采用直接量测（块数<10）

或筛分法来得到其平均粒度，其筛子的规格为 0.6mm, 2.5mm, 6mm, 10mm, 15mm, 20mm, 25mm 平均粒度按下式计算： $d_m = (\sum r_i d_i) / \sum r_i$ ，式中： d_i 为某种粒度的尺寸； r_i 为该尺寸所占百分率。计算中，取小于 0.6mm 岩块的平均粒度为 0.3mm，大于 20mm 的取为 27.5mm，其余间隔内取中值。表 6-2 中有*为直接量测所得。图 6-8 为冲击破坏后所收集的破碎岩块。

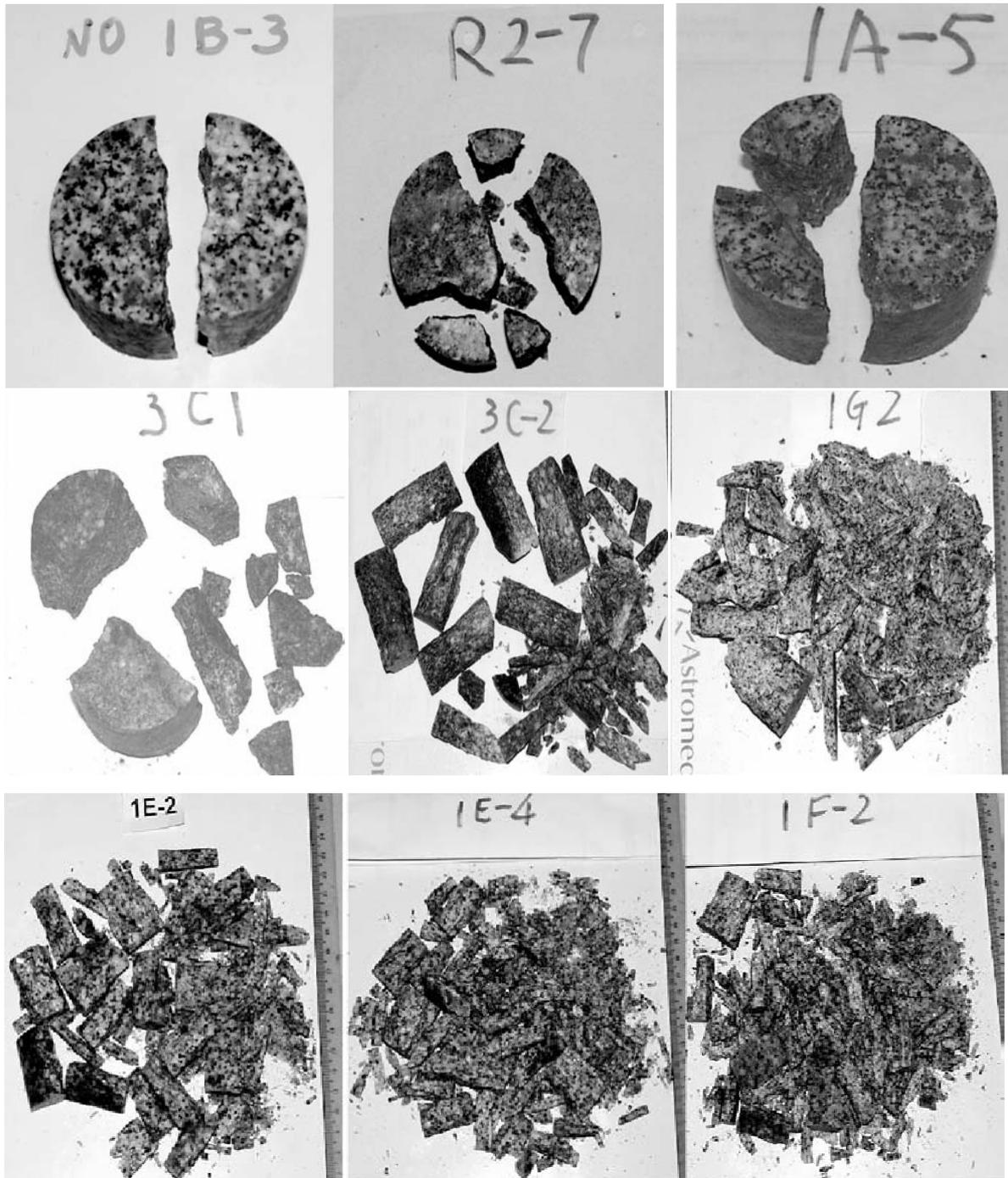


图 6-8 反复加载与单次冲击破坏实验中破坏后的破碎效果实际图

加载应力波形如图 6-9 所示。这是在霍布金逊压杆上记录的入射应力波波形，由入射杆与试样的波阻抗，便可以得到通过试样的加载应力波。而每次加载的波形都一

样只是峰值不同，这样便可根据应力波波形计算出加载能量作用密度 W ，本次实验的加载应力波形可用正弦函数来模拟，故有：

$$W = \int_0^{200 \times 10^{-6}} (\lambda_{a>b} * \sigma_{\max} * \sin(\frac{\pi t}{200 \times 10^{-6}}))^2 dt \tag{6-23}$$

其中： $\lambda_{a>b}$ 为应力波从入射杆到试样的透射系数。

由应变率与静抗压强度可得出动态断裂强度。由于所有的应变率都小于 $76s^{-1}$ ，便采用如下公式来计算动态断裂强度：

$$\sigma_f \propto \dot{\epsilon}^{0.007}$$

然后便可利用式(6-23)则可算出动态断裂所需加载的能量作用密度 W_0 。

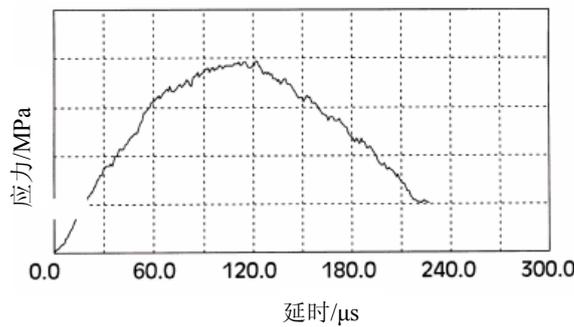


图 6-9 加载应力波波形

设花岗岩的初始损伤 $D_0=0$ ，动态断裂时 $D_f=1$ ，由 6.4 节可知 $A_{11}=\pi$ ，根据实验加载应力波形状， α 取 0.75，则 $A_{10}=0.75$ ，那么便有：

$$\tilde{A} = A_{11} \cdot (W / W_0) \tag{6-24}$$

而材料常数 β 可由实验数据确定，在本次实验中， $\beta=2.02$ 。这样我们可以通过式(6-18)得到第一次冲击后岩石的损伤值 D_1 ，然后便可以进一步迭代出随后每次冲击后岩石的损伤值。

图 6-10 给出了动态反复加载实验中加载次数与总体损伤的关系。

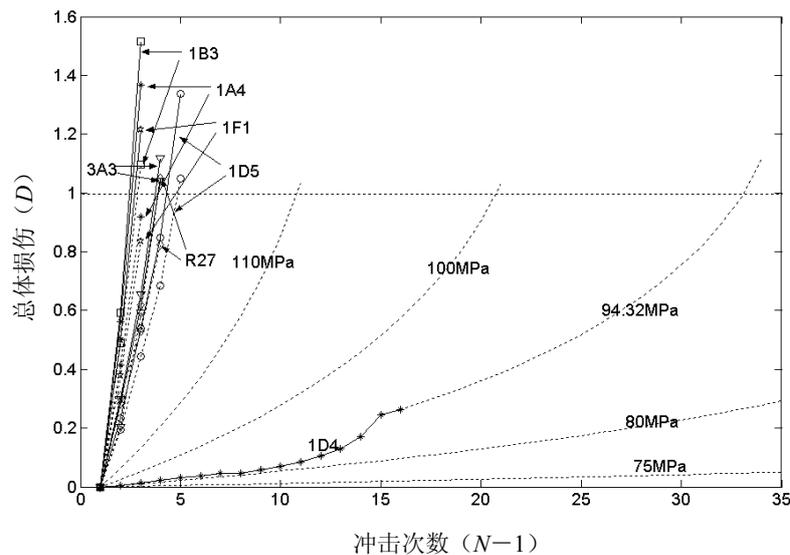


图 6-10 动态反复加载实验中冲击次数与总体损伤关系图

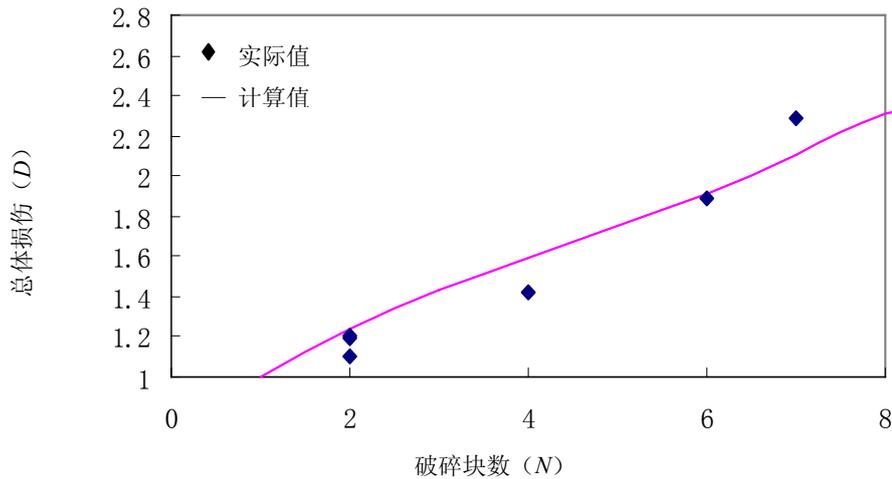


图 6-11 动态反复加载实验中岩石破碎块数与总体损伤关系图

由图 6-10 可知：试样 1D4 在冲击 15 次后还没破坏，且损伤值比较小，如再加载，设加载值为前 15 次的平均值，从理论上可得出破坏时需再冲击的次数。当冲击荷载更小时，反复加载次数大增，当加载能量作用密度小于一定值时，即入射应力小于一定值，岩石不会再损伤；而当加载能量作用密度较大时，则一次冲击便会使岩石破坏。

岩石在破碎阶段时，所有的损伤值都超过了 1，加载能量作用密度越大，损伤值越大，同时，岩石破碎后的块数也越多。由破碎阶段的分形损伤迭代公式式(6-20)便可计算出最终分形损伤与岩石破碎块数之间的关系，如图 6-11 中的实线所示，其中公式中的 A 取 0.4，相似损伤 D_s 取所有试样初始损伤的平均值 0.2359。图 6-11 中的散点是由实际所观察的碎块数与由冲击能量所得的损伤关系。由图可知两者所得结果较为吻合。

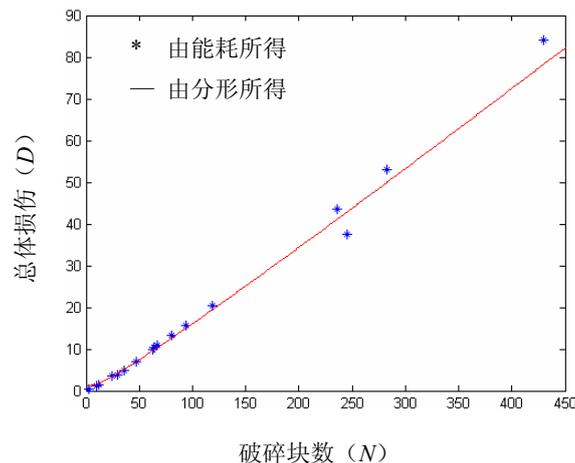


图 6-12 单次冲击破坏实验中碎块数与总体损伤关系

图 6-12 给出了单次冲击破坏实验中岩石碎块数与总体损伤关系。图 6-12 中的散点是根据岩石的单位吸能，由式(6-22)所表示的能量耗散规律而得出其总体损伤与其所对应的实际破碎块数，图 6-12 中的实线是由破碎阶段的分形损伤迭代公式式(6-20)计算所得，其中 $A=0.25$ ， $D_s=0.25$ 。由图可知两种计算比较吻合。

6.7 小结

根据对岩石在冲击载荷作用下的宏观响应，特别是对冲击载荷作用下的动态累积损伤以及动态破碎等问题进行的讨论与分析，可以总结如下：

1、岩石动态特性及其宏观参量不仅与岩石材料本身的性质有关，而且与作用的外载荷有很大的关联。

2、考虑到岩石动态断裂的相关因素以及应力波作用的特点，以能量作用密度为研究对象，结合能量耗散规律和损伤力学给出了适合损伤阶段的动态疲劳损伤累积迭代计算公式。

3、通过对传统损伤与岩石冲击破坏过程中的分形现象分析，把传统损伤推广应用岩石破坏后的粉碎阶段，并指出此时的损伤具有抽象分形的特性。

4、根据岩石破坏后粉碎阶段的损伤分形，得出了损伤与岩石破碎块数的迭代关

系式：
$$D_{n-1} = 1 + \frac{A \cdot (N - n) \cdot \ln(D_n + D_s)}{\ln(N - n)}。$$

5、由冲击荷载作用下岩石中的能量耗散规律与脆性动态断裂准则，导出了岩石破坏后的损伤与加载能量的迭代关系式：
$$D = \left[\left(\frac{E_f - E_0}{E_1 - E_0} \right)^\beta \right] * (D_f - D_0) + D_0。$$

6、实验研究表明，加载能量、岩石损伤、块度之间的关系呈耦合状态。

由于采用了破碎分级的概念，分形损伤所得到的只是平均块度上的块数，没有考虑到块度分布的情形，这将是以后的一个研究方向。

第七章 全文结论与展望

7.1 全文结论

本文对冲击载荷作用下岩石动态断裂过程的机理进行了比较全面和系统的研究,并试图从微观、细观与宏观三个层次上对岩石断裂时所涉及到的一些关键参量的动态响应以及它们之间的联系进行分析,取得了一些新的成果。现将有关研究成果归纳如下:

1、利用微观物理动力学以及统计学原理,对岩石断裂时的微观动态平衡进行了分析,得出了适应于应变率较小情况下的动态强度与应变率之间的关系。在此基础上,针对冲击载荷作用下岩石动态断裂的微观热力学过程为绝热过程或准绝热过程,利用热力学理论与冲击作用下岩石的物态方程,得出了此状态下的岩石本构关系;同时提出了冲击载荷作用下岩石微细观热力学破坏条件,指出了它是应变、应力、应变率以及加载速率的耦合条件。

2、从两方面对岩石在冲击载荷作用下的细观响应机理进行了分析:缺陷在应力波作用下的稳定性和应力波在缺陷作用下的稳定性。

通过对单一有限尺寸裂纹在垂直、剪切以及斜向拉伸冲击载荷作用下的动态响应进行了理论分析计算及数值模拟,对其细观动态响应进行了较为系统的研究。根据应力波传播理论,分析了应力脉冲作用时近裂纹面的应力场,得出了影响其动态应力强度因子的主要因素是应力释放区大小以及应力释放区外的应力分布。在此基础上,根据断裂动力学的基本原理,构建出了用于计算动态应力强度因子的近似表达式。对垂直、剪切以及斜向等各种载荷作用形式下的动态响应进行了数值模拟,得到了一系列的随时间而变化的动态应力场以及应变场图,从而可清晰观察到应力波的传播过程以及应力波在裂纹处的反射与散射等情况,并可观察到应力波在边界上的反射以及应力波叠加等复杂情况。通过数值模拟所记录下的每一步迭代中的应力应变数据,计算出应变能密度,进而利用应力强度因子计算公式直接计算出动态应力强度因子或通过计算 J 积分再换算成动态应力强度因子,其中垂直与剪切两情况所得的结果与前人所得结果较为吻合。由所得的动态应力强度因子,根据最大周向应力判据,在理论分析时得到了应力波与裂纹相互作用角度为 45° 时会产生最优断裂,相应的起裂角为 39° ,但是由于没有考虑到应力波在裂纹尖端所产生的散射波的影响,且理论分析时载荷作用时间太短,所以所得结论有一定的偏差。而在数值模拟中,得到了应力波与裂纹相互作用角度为 30° 时会产生最优断裂,相应的起裂角为 43° ,这是由于裂纹的近似表示使得最优断裂时应力波与裂纹的相互作用角度结果偏小。

同时对应力波在软弱结构面以及节理裂隙处传播的特征进行了系统的研究,并对岩石动态断裂过程中的应力波波形畸变的问题进行了探讨。通过分析软弱结构面应力波传播时的折反射系数,得出了评价软弱结构面是否滑动的两个准则(应力准则(稳定性系数)与能量准则(能量损耗系数))的一致性,引入了能量损耗为负值的意义,即负值越大表示越稳定,从而把单点上的可滑移条件下的能量动力准则推广到整个结构面上,并从应力准则的角度来验证了此方法的可行性,为进一步正确评判结构面对应力波传播的影响提供了理论依据与方法。通过对应力波在张开型节理裂隙处传播规律的解析分析,得出了细观缺陷的几何结构、物理特性对应力波传播的影响,指出应力波衰减系数应当考查能量这个标量的值变化情况而不是纵波应力这个矢量的变化。另外张开型裂隙对应力波的高频部分有滤波的作用,应力波的入射角对应力波传播影响较大,同时裂隙宽度越大,应力波衰减系数越大;裂隙闭合后界面的摩擦角越大,应力波能量透射增加并在摩擦角大于一定值时保持不变。通过重点考查 SHPB 压杆实验中反射波的变化情况,指出其反射波的变化过程反映出了岩石的动态累积损伤或动态断裂过程,并把在理想线弹性基础上所计算得到的反射波曲线与实验记录下的反射波曲线围区域划成了 2 个部分,一个为压实区,其大小反映了岩石的原始损伤;一个为动态累积损伤或动态断裂过程区,其大小反映了此次冲击对岩石的损坏程度。

3、对冲击荷载作用下岩石的动态断裂过程的宏观响应的两个方面,即损伤与破碎,进行了研究。考虑到岩石动态断裂的相关因素以及应力波作用的特点,以能量作用密度为研究对象,结合能量耗散规律和损伤力学所给出了适合损伤阶段的动态疲劳损伤累积迭代计算公式。通过对传统损伤与岩石冲击破坏过程中的分形现象分析,把传统损伤推广应用岩石破坏后的粉碎阶段,并指出此时的损伤具有抽象分形的特性。根据岩石破坏后粉碎阶段的损伤分形,得出了损伤与岩石破碎块数的迭代关系式。由冲击荷载作用下岩石中的能量耗散规律与脆性动态断裂准则,导出了岩石破坏后的损伤与加载能量的迭代关系式。实验研究表明,加载能量、岩石损伤、块度之间的关系是一个耦合状态。

7.2 未来工作的展望

通过对冲击荷载作用下岩石动态断裂过程机理所涉及的一些关键参量的动态响应进行系统的研究,虽然取得了一系列的成果,但在以下几个方面作者拟将进行进一步的研究:

- 1、细观缺陷的动态响应以及细观的应力波变化与宏观损伤以及破碎之间的模型设定与定量联系。

- 2、在损伤与破碎的分析时,由于采用了破碎分级的概念,分形损伤所得到的只是平均块度上的块数,没有考虑到块度分布的情形,这将是以后的一个研究方向。

致 谢

本文是在导师李夕兵教授的悉心指导下完成的。本文从选题、研究思路的建立，到最后定稿，自始至终都得到了导师的指导、关心和帮助。李老师渊博的学识、敏锐的思维、谦逊踏实的作风，自始至终是我学习的楷模。在此，谨向尊敬的导师表示衷心的感谢！

在本文完成期间，赖海辉老师对本文进行文字上的把关，同时得到了本研究所的赵国彦教授、邓建教授、李启月副教授、凌同华博士、赵伏军、蒋卫东、罗章、周子龙、张义平、王卫华、左宇军、刘志祥、宋友红、刘希林、刘广等博士生和硕士生多方面的帮助，对他们表示深深的谢意！

在论文完成之际，作者也要深深感谢多年来养育我的父亲母亲，感谢在生活上给予我无微不至关照的妻子黄少飞，感谢多年来对我表示关心的姐姐等家人，是他们多年的支持和鼓励才使我能够在学业上勇往直前。

最后，感谢各位专家教授在百忙之中对本文进行审阅并提出宝贵意见，诸位的意见和建议将是本人进行下一步研究的基础。

参 考 文 献

1. Hudson, J. A., Practical Rock Engineering, Principal of rock engineering consultants, 9, HK Polytechnic University, 2001
2. Brace, W. F. and E. G. Bombolakis, A note on brittle crack growth in compression, J. Geophys. Res., 1963, 68, 3709~3713
3. Cook, N. G. W., The failure of rock, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 1965, 2, 389~403
4. Hoek, E. and Bieniawski, Z. T., Brittle fracture propagation under compression, International Journal of Fracture Mechanics, 1965, 1, 137~155
5. T.L. Blanton, Effect of Strain Rates from 10^{-2} to 10 sec^{-1} in Triaxial Compression Tests on Three Rocks, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 1981, 18, 47~62
6. 徐小荷, 余静, 岩石破碎学, 煤炭工业出版社, 1984
7. 杨善元, 岩石爆破动力学基础, 煤炭工业出版社, 1991
8. 唐春安, 岩石破裂过程中的灾变, 北京: 煤炭工业出版社, 1993
9. 廖振鹏, 工程波动理论导引, 科学出版社, 1996
10. 于学馥, 郑颖人, 刘怀恒, 方正昌, 地下工程围岩稳定性分析, 煤炭工业出版社, 1983
11. 朱维申, 何满潮, 复杂条件下围岩稳定性与岩石动态施工力学, 科学出版社, 1996
12. 李夕兵, 古德生, 岩石冲击动力学, 长沙: 中南工业大学出版社, 1994
13. 刘德顺, 李夕兵, 冲击机械系统动力学, 北京: 科学出版社, 1999
14. 王礼立, 应力波基础, 北京: 国防工业出版社, 1985
15. 赖海辉等, 机械岩石破碎学, 中南工业大学出版社, 1991
16. 吴世明, 土介质中的波, 科学出版社, 1997
17. 张宗贤, 岩石破坏原理及其应用, 冶金工业出版社, 1994
18. 夏蒙芬, 柯孚久, 吕永华, 白以龙, 理想微裂纹系统中的随机扩展效应, 中国科学, 1991, 3277~283
19. 白以龙, 柯孚久, 夏蒙芬, 固体中微裂纹系统统计演化的基本描述, 力学学报, 1991, 23 (3), 290~297
20. 周维垣, 高等岩石力学, 北京: 水利水电出版社, 1990, 362~403
21. 王礼立, 爆炸与冲击载荷下结构和材料动态响应研究的新进展, 爆炸与冲击, 2001, 21 (2), 81~88
22. 王明洋, 戚承志, 钱七虎 岩体中爆炸与冲击下的破坏研究, 辽宁工程技术大学学报 (自然科学版), 2001, 20 (4), 385~389
23. J. W. Williams, Numerical Methods In Geomechanics[M]. Nsbruck Berkely, 1988, 1799-1803
24. 范天佑, 断裂动力学引论, 北京理工大学出版社, 1990

25. 赵亚溥, 裂纹动态起始问题的研究进展, 力学进展, 1996, 26 (3), 362~378
26. Mott N F, Brittle fracture in mild steel plates, Engineering, 1948, 165:16
27. Griffith A. A., The phenomena of rupture and flow in solids, Phil. Trans. Roy. Soc., London, 1921, A221, 163~198
28. Irwin, G. R., Fracture, In Handbuch der physik, Springer-Verlag, Berlin, 1958, V. 6, p. 551~585
29. 杨卫著, 宏微观断裂力学, 北京: 国防工业出版社, 1995
30. Barenblatt, G. I., The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture, Sdv. Appl. Mech., 1962, 7,55~129
31. Dugdale, D. S., Yielding of steel sheets containing slits, J. Mech. Phys. Solids, 1960, 8, 100~104
32. Mines R. A. W., Int. J. Impact Engng, 1990, 9, 441~454
33. Steverding B, Lehnigk S.H. Response of cracks to impact, J. Appl. Phys., 1970, 41(5), 2096~2099
34. Steverding B, Lehnigk S.H. Collision of stress pulses with obstacles and dynamic of fracture, J. Appl. Phys., 1971, 42(8), 3231~3238
35. Kalthoff J. F., Shockey D. A., J. Appl. Phys., 1977, 48, 984~993
36. 李夕兵, 古德生, 岩石在不同加载波下的动载强度. 中南矿冶学院学报, 1994, 25 (3), 301~304
37. Costin L. S., Static and dynamic fracture behavior of oil shale, Fracture mechanics for ceramics, rock and concrete. ASTMSTP745, 1981, 169~184
38. Wu MB., Effects of loading rates on fracture toughness of rock.(in Chinese), Mech Practice 1986, 10 (2), 21~24
39. Bazant Z. P., Bai S. P., Gettu R., Fracture of rock: effect of loading rate. Eng. Fract. Mech, 1993, 45: 393~411
40. Tang C. A., Xu X., A new method for measuring dynamic fracture toughness of rock, Eng. Fract. Mech., 1990, 35, 4~9
41. Z. X. Zhang, S. Q. Kou, J. Yu, Y. Yu, L. G. Jiang, P. -A. Lindqvist, Effects of loading rate on rock fracture, International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 36, 1999, 597~611
42. F. V. Donze, J. Bouchez, S. A. Magnier, Modeling Fractures in Rock Blasting, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 1997, Vol. 34, No. 8, pp, 1153~1163
43. Sang Ho Cho, Katsuhiko Kaneko, Influence of the applied pressure waveform on the dynamic fracture processes in rock, International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences, 41, 2004, 771~784
44. Hakailehto K. O., The behaviour of rock under impulse loads – A study using the Hopkinson split bar method, Doctor Thesis, Technical University, Otaniemi – Helsinki, Acta Polytechnica Scandinanica, 1969, NO81, 1~61
45. Rinehart J. S 著, 固体中的应力瞬变, 北京: 煤炭工业出版社, 1966

46. Miller R. K., Tran H. T., Reflection, refraction, and absorption of elastic waves at a frictional interface: P and SV motion, *J. Appl. Mech.*, 1981, 48, 155~160
47. 李夕兵, 论岩体软弱结构面对应力波传播的影响, *爆炸与冲击*, 1993, 13(4): 334~342
48. 钱七虎等, 与隔振效应有关的断层动力学研究报告 1, 工程兵工程学内部报告, 1991, 21~26
49. Walsh J B, The effect of Cracks on the compressibility of rock, *J G R*, 1965, 70, 381~389
50. 尚嘉兰, 郭汉彦, 岩体裂隙对应力波传播的影响, *防护工程学术交流会议论文集*, 1979, 91~98
51. 李夕兵, 赖海辉, 古德生, 爆炸应力波斜入射岩体软弱结构面的透、反射关系和滑移准则, *中国有色金属学报*, 1992, 9~14
52. 张奇, 应力波在节理处的传递过程, *岩土工程学报*, 1986, 8(6), 99~105
53. 王明洋, 钱七虎, 爆炸应力波通过节理裂隙带的衰减规律, *岩土工程学报*, 1995, 17(2), 42~46
54. 李宁, 张平, 段庆伟等, 裂隙岩体的细观动力损伤模型, *岩石力学与工程学报*, 2002, 21(11), 1579~1584
55. Kachanov, L. M., On the time to failure under creep conditions. *Izv. AN SSSR, Otd. Tekhn. Nauk*, 1958, 8, 26~31
56. Dougill, J. W., Lau, J. C., Burt, N. J., *Mechanics in Eng. ASCE. EMD.*, 1976, 333~355
57. Dragon. A., Mroz, Z., A Continuum Model for Plastic-Brittle Behavior of Rock and Concrete, *Int. J. Engng. Sci.*, 1979, 17, 121~137
58. Krajcinovic D., et al., The Continual Damage Theory of Brittle Materials, Part I, *J. Appl. Mech. Trans. of ASME*, 1981, 48, 809~824
59. Rice J. R., Continuum mechanics and thermodynamics of plasticity in relation to microscale deformations mechanisms, In: Edited by Argon A. S. *Constitutive Equations in Plasticity* MIT Press, Cambridge, 1975
60. J. 勒迈特, 损伤力学教程, 科学出版社, 1996
61. Rubin A M, Ahrens T J. Dynamic Tensile Failure Induced Velocity Deficits in Rock [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 1991, 2, 219, 223
62. B. Budiansky and R. J. O'Connell, Elastic Moduli of a cracked solid, *Int. J. Solid and Structures*, 1976, 12, 81~97
63. 谢和平, 岩石、混凝土损伤力学, 中国矿业大学出版社, 1990
64. Sidoroff, F., IUTAM Colloquium, "Physical Nonlinearities in structure Analysis", Berlin, 1981, 237~244
65. Dragon A et al. Localized failure analysis using damage models, In: Chambon R, Desrues J, Vardoulakis I, editors, *Localisation and bifurcation theory for soils and rocks*, Balkema, 1994, 127~167
66. J. F. Shao, D. Hoxha et al., Modeling of induced anisotropic damage in granites. *Int. J. Rock Mech.*

- & Min. Sci., 1999, 36, 1001~1012
67. Ortiz M., A constitutive theory for the inelastic behavior of concrete. *Mech. Mater.*, 1985, 4, 67~93
68. J. W. Ju, On energy based coupled elastoplastic damage theories: constitutive modeling and computational aspects. *Int. J. Solids Structures*, 1989, 25(7), 803~833
69. G. Swoboda, Q. Yang, An energy-based damage model of geomaterials I Formulation and numerical results, *Int. J. Solids Structures*, 1999, 36, 1719~1734
70. Yazdani, S., Schreyer, H. L., Combined plasticity and damage mechanics model for plain concrete, *J. Engng. Materials*, 1990, 116, 1435~1450
71. Lubarda V. A., Krajcinovic D., Some fundamental issues in rate theory of damage-elastoplasticity, *Int. J. Plasticity*, 1995, 11, 763~797
72. J. C. Simo and J. W. Ju, Strain and stress-based continuum damage models I Formulation, *Int. J. Solid Struct.*, 1987, 23, 7, 821~840
73. Krajcinovic, D., *Damage Mechanics*, North-Holland, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 1996
74. Nemat-Nasser, S and Hori M., *Micromechanics: Overall Properties of Heterogeneous Materials*. Elsevier, The Netherlands, 1993
75. Mark Kachanov, Effective elastic properties of cracked solids: critical review of some basic concepts, *Appl. Mech. Rev.*, 1992, 45(8), 304,335
76. L. G. Margolin, Elastic moduli of a cracked body, *Int. J. Frac.*, 1983, 22, 65~79
77. Krajcnovic D, Basista M, Sumarac D, Micromechanically inspired phenomenological damage model. *J. Appl. Mech.*, 1991, 58, 305~310
78. Tuler, F. R., Butcher, B. M., *Int. J. Fract. Mech.*, 1968, 4, 431
79. Davison, L, Stevens, A. L., *J. Appl. Phys.*, 1972, 43, 988
80. 朱兆祥, 立永池, 王肖钧, 爆炸作用下钢板层裂的数值计算, *应用数学和力学*, 1981,2, 353
81. 陈大年, 王德生, 层裂判据与过程模拟, *爆炸与冲击*, 1982, 4, 50
82. Eliezer, S., Gilath, I., Laser-induced spall in metals-experiment and simulation, *J. Appl. Phys.*, 1990, 67(2), 715~724
83. Curran, D. R., Shockey, D. A., Seaman, L., *J. Appl. Phys.*, 1973, 44, 4025
84. Seaman, L., Curran, D. R., Shockey, D. A., *J. Appl. Phys.*, 1976, 17, 4814~4826
85. McClintock, F. A., *J. Appl. Mech.*, 1968, 35, 363~371
86. Batdorf, S. B., *Nucl. Eng. And Design*, 1975, 35, 349
87. L. Seaman, D. R. Curren, W. J. Murri, A Continuum Model for Dynamic Tensile Microfracture and Fragmentation, *J. Appl. Mech.*, 1985, 52,593~600
88. L. N. Taylor, E. P. Chen, and J. S. Kusamul, Microcrack-Induced Damage Accumulation in brittle rock under dynamic loading. *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 1986, 55, 301~320

89. Grady, D. E. and Kipp, M. E., Mechanisms of Dynamic Fragmentation: Fractors Governing Fragment Size, SAND-84-2304c, 1985
90. A. M. Rajendran and J. L. Kroupa, Impact damage model for ceramic materials, *J. Appl. Phys.*, 1989, 66(8), 3560~3565
91. L. Q. Liu, P. D. Katsabanis, Development of a Continuum Damage Model for Blasting Analysis, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 1997, 34(2), 217~231
92. Hong Hao, A New Constitutive Model for Blast, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 1996, 33(3), 245~254
93. Johnson G. R., Holmquist T. J., A Computational constitutive model for brittle materials subjected large strains, high strain rate and high pressures, *Proceedings of the ECPLOMET Conference*. San Diego, CA, 1990
94. Johnson, G. R., Cook, W. H., Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rate, temperatures and pressures, *Engen. Fract. Mech.* 1985,21(1), 31~48
95. A. M. Rajendran, M. A. Dietenberger, and D. J. Grove, A void growth-based failure model to describe spallation, *J. Appl. Phys.*, 1989, 65(4), 1521~1527
96. Nicolas Burlion, Fbrice Gatuingt et al, Compaction and Tensile Damage in Concrete: Constitutive Modeling and Application to Dynamics, *Comput. Methods Appl. Mech. Engng.*, 2000, 183, 291~308
97. Gurson, A. L., Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth Part I – yield criteria and flow rules for porous ductile media, *ASME J. Eng. Mater. Technol.*, 1f977, 99, 2~15
98. Grady D. E, Kipp M. E., The micromechanics of impact fracture of rock, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 1979, 16, 293~302
99. Grady D. E., Kipp M. E., Continuum modeling of explosive fracture in oil shale, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 1980, 17, 147~157
100. Shockey D. A., Curran D. R., Seaman L, Rosenberg J.T., et al, Fragmentation of rock under dynamic loads, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 1974, 11, 303~317
101. 李伯功、陈庆寿、徐小荷, 分形与岩石破碎特征, 地震出版社, 1997
102. 张济忠, 分形, 清华大学出版社, 1997
103. 谢和平, 薛秀谦, 分形应用中的数学基础与方法, 科学出版社, 1997
104. 谢贤平、谢源, 分形理论与岩石爆破块度的预报研究, *工程爆破*, 1995, 1, 35~41
105. Engleman, R., Rivier, N., Jaeger, Z., Size-distribution in sudden breakage by the use of entropy maximization, *J. Appl. Phys.* 1988, 63, 4766~4768
106. Nagahama,H., Fractal fragment size distribution for brittle rocks. *Int. J. Rock Mech. Miner. Sic. Geomech. Abstr.* 1993, 30, 469~471

107. Yong Z, and Hanson, M. T. A rational source of plane fractals and its application to fragmentation analysis of thin plates. *Chaos. Solitons and Fractals*, 1996, 7, 31~40
108. Aharony, A., Levi, A., Englman, R., et al, Percolation model calculations of fragment properties, *Ann. Israel Phys. Soc.*, 1986, 8, 112~119
109. Matsushita, M., Fractal viewpoint of fracture and accretion, *J. Phys. Soc. Jap.* 1985, 54, 857~860
110. Turcotte, D. L., Fractals in geology and geophysics, *Pure Appl. Geophys.*, 1989, 131, 171~196
111. Rieu, M., Sposito, G., Fractal fragmentation, soil porosity, and soil water properties: I Theory. *Soil Sci. Soc. Am. J.* 1991a, 55, 1231~1238
112. Crawford, J. W., Sleeman, B. D., Young, I. M., On the relation between number-size distributions and the fractal dimension of aggregates. *J. Soil Sci.*, 1993b, 44, 555~565
113. E. Perfect, Fractal models for the fragmentation of rocks and soils: a review, *Engineering Geology* 1997, 48, 185~198
114. 王礼立, 高应变率下材料动态力学性能, *力学与实践*, 1982, 4(1), 9~19
115. 陶振宇, 岩石力学的理论与实践, 北京, 水利出版社, 1981, 257~276
116. 刘大安, 高级计算机辅助测试技术与岩石断裂力学研究, 中南工业大学博士学位论文, 1991, 94
117. Lindholm U. S., High strain – rate tests, *Techniques in Metals Research*, New York, 1971, 5
118. Campbell J. D., *Material Sci. & Engng*, 1973, 12, 3~21
119. C. C. Sih, ed al., *Mechanics of Fracture*, Noordhoof International Publishing, Leyden, 1977, 4
120. 徐国元, 古德生, 爆炸冲击能和膨胀能破岩作用机理研究, *金属矿山*, 1998, 256(7), 9~13
121. Cangli Liu and Thomas J. Ahrens, Wave generation from explosions in rock cavities, *Pure and Applied Geophysics*, 2001, 158: 1909~1949
122. 宋光明, 爆破振动小波包分析理论与应用研究, 中南大学博士学位论文, 2001, 4
123. 王明洋, 戚承志, 钱七虎等, 岩石变形和破坏力学的基本问题, *解放军理工大学学报(自然科学版)*, 2000, 3 (3), 33~37
124. Achenbach J. D., *Wave Propagation in Elastic Solids*. North-Holland, Amsterdam, 1973
125. K. P. Chong, P. M. Hoyt, J. W. Smith & B. Y. Paulsen, Effects of Strain Rate on Oil Shale Fracturing, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 1980, Vol. 17, pp: 35~43
126. 张彤, 无序材料尺度效应及其微观机理研究, 哈尔滨工业大学博士学位论文, 2000, 2~19
127. 谢和平, 岩石、混凝土损伤力学, 中国矿业大学出版社, 1990
128. 戚承志, 钱七虎, 材料变形及损伤演化的微观物理动力机理, *固体力学学报*, 2002, 23 (3), 312~317
129. K. S. P 福兰德, T. 福兰德等, 不可逆热力学—理论及应用, 冶金工业出版社, 2001, 4~6
130. 戚承志, 王明洋, 钱七虎, 弹粘塑性孔隙介质在冲击荷载作用下的一种本构关系 — 第二部分: 弹粘塑性孔隙介质的畸变行为, *岩石力学与工程学报*, 2003, 22(11), 1763~1766

131. 耿华运, 吴强, 谭华, 热力学物态方程参数的统计力学表示, 物理学报, 2001, 50(7), 1334~1340
132. 王平全, 破碎性地层概念界定及其破碎的热力学分析, 西南石油学院学报, 1999, 21(1), 13~17
133. 戚承志, 王明洋, 钱七虎, 弹粘塑性孔隙介质在冲击荷载作用下的一种本构关系 — 第一部分: 状态方程, 岩石力学与工程学报, 2003, 22(9), 1405~1410
134. Itou, S. Dynamic stress intensity factors around a rectangular crack in an infinite plate under impact load, *Engng Fracture Mechanics*, 1983, 18, 145~53
135. Wen, P.H., Aliabadi, M.H. and Young, A. Dual boundary element methods for three-dimensional dynamic crack problems, *Jour Strain Anal*, 1999, 34, 373~94
136. Sladek, J. Sladek, V., Mykhas'kiv, V.V. and Stankevych, V.Z. Application of mapping theory to boundary integral formulation of 3D dynamic crack problems, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2003, 27, 203~213
137. Sih, G.C. and Loeber, J.F. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1969, Vol. 46, 711~721
138. S. A. Thau and T. H. Lu, *Int. J. Solids and Structures*, 1971, 7, 731~750
139. Fan, T.Y. *Introduction of Dynamic Fracture Mechanics*, ed. Fan, T.Y., Publishing House of Beijing Institute of Technology, 1990
140. Grady, D.E. and Lipkin, J. Criteria for impulsive rock fracture, *Geophysical Research Letters*, 1980, 7(4), 255~258
141. Freund, L.B. Crack propagation in an elastic solid subject to general loading-III stress wave loading, *Jour. Mech. Phys. Solids*, 1973, 21, 47~61
142. Yu Yao-zhong, Qiao Chang-xin and Zhou Qun-li. *Fracture Mechanics of Rock and Concrete*, ed. Yu Yao-zhong, *et. al.*, Central South University of Technology Press, 1991
143. LI XIBING, Hu LIUQING, and T. S. LOK, Response of rock mass interface to impulsive loads induced by blasting, 2nd Asia conference on rock mechanics, China, 2001, 81~84
144. Rinehart J. S 著, 固体中的应力瞬变, 北京: 煤炭工业出版社, 1966
145. 李夕兵, 论岩体软弱结构面对应力波传播的影响, *爆炸与冲击*, 1993, 13(4): 334~342
146. Li Xibing, Lai HaiHui, Gu Desheng. Reflection and refraction of stress waves at a structural weakness plane in rock mass, *Transactions of NF soc.*, 1992, 2(1): 11~18
147. .М. ВРЕХОВСКИХ. ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ, Издательство АН СС ССР Москва, 1957
148. Bieniawski, Z. T. Rock mass classifications in rock engineering. In *Exploration for rock engineering*, cape Town: A. A. Balkema, 1976, No.1, 97~106
149. T.S.Lok, X.B.Li, P.J.Zhao, et al, A Large diameter split Hopkinson pressure bar for testing rocks, *Frontiers of Rock Mechanics and Sustainable Development in the 21st Century* (Ed. By Wang Sijing, Fu Bingjun and Li Zhongkui), A.A. Balkema, Netherlands, 2001, 97~101

150. 胡柳青, 李夕兵, 赵伏军, 冲击荷载作用下岩石破裂损伤的耗能规律, 岩石力学与工程学报, 21(S2): 2304~2308, 2002
151. Attewell P. B., Response of rocks to high velocity impact, *Trans. Inst. Min. Met.*, 1961~1962, 71, 705~724
152. Attewell P. B., Dynamic fracturing of rocks, Part I, II, III, *Colliery Engineering*, 1963, 203~210, 248~252, 289~294
153. Kumar A., The effect of stress rate and temperature on the strength of basalt and granite, *Geophysics*, 1968, 33(3), 501~510
154. 章根德。岩石对冲击载荷的动态响应。爆炸与冲击, 2 (2): 1~9, 1982
155. Sang Ho Cho, Yuji Ogata, Katsuhiko Kaneko, Strain-rate dependency of the dynamic tensile strength of rock *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 2003, 40, 763~777
156. X. B. Li, T. S. Lok and J. Zhao, Dynamic characteristics of granite subjected to intermediate loading rate, *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 2005, 38(1): 21~39
157. 鲁祖统, 郭乙木, 岩土材料动态特性参数的内在机理及相互关系的探讨, 振动与冲击, 1994, 49(1): 31~40
158. 李夕兵, 岩石在不同加载波下的 $\sigma - \dot{\epsilon} - \epsilon$ 关系, 中国有色金属学报, 1994, 4(3): 16~22
159. 邵鹏, 张勇, 高应变率下砂岩动态特性的研究, 建井技术, 1997, 18 (S), 83~84
160. M. E. Kipp, D. E. Grady and E. P. Chen, Strain-rate dependent fracture initiation, *International Journal of Fracture*, 1980, 16(5), 471~478
161. Birkimer, D. L., A possible fracture criterion for the dynamic tensile strength of rock, in *Proceedings 12th Symp. On Rock Mech.*, G. B. Clark, ed., 1971, 573
162. B. H. 劳恩, T. R. 威尔肖著, 陈顺, 尹祥础译, 脆性固体断裂力学, 地震出版社, 1985
163. 李夕兵, 古德生, 岩石在不同加载波条件下能量耗散的理论探讨, 爆炸与冲击, 1994, 14 (2): 129~139
164. X.B.Li, L.Q.Hu and T.S.Lok, Dynamical cumulative damage of rock induced by repeated impact loading, *Proceedings of the 4th Asia-pacific conference on shock&Impact Loads on Structures*, (Ed. By Lok Tat Seng, Lim Chee Hiong and Li Xibing), Singapore, 2001, 381~388
165. Rubin A M, Ahrens T J. Dynamic Tensile Failure Induced Velocity Deficits in Rock [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 1991, 2, 219, 223
166. Nolen Hoeksema R. C., Gordon R. B., Optical detection of crack patterns in the opening mode fracture of marble. *Inter. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, 1987, 24, 135~144
167. Botsis J, Kunin B. On self-similarity of crack layer. *Inter. Of Fracture*, 1987, 35, 51~56
168. 谢和平, 分形力学的数学基础, 力学进展, 1995, 25(2), 174~185 (Xie H P. Mathematical fundamentals to fractal mechanics. *Advance in Mechanics*, 1995, 25(2), 174~185, (in Chinese))

攻读学位期间主要的研究成果:

发表的论文有:

1. X.B.Li, L.Q.Hu and T.S.Lok, Dynamic cumulative damage of rock induced by repeated impact loading, Proceedings of the 4th Asia-pacific conference on shock&Impact Loads on Structures, (Ed. By Lok Tat Seng, Lim Chee Hiong and Li Xibing) PP: 381~388, Singapore, 21~23, November 2001, ISBN981-04-3831-1
2. Li Xibing, Hu Liuqing& T.S. Lok, Response of rock mass interface to impulsive loads induces by blasting, Frontiers of Rock Mechanics and Sustainable Development in the 21st Century (Ed. By Wang Sijing, Fu Bingjun and Li Zhongkui) PP: 81~84, A.A. Balkema, Netherlands, 2001
3. 胡柳青, 李夕兵, 赵伏军, 冲击荷载作用下岩石破裂损伤的耗能规律, 岩石力学与工程学报, 21(S2): 2304~2308, 2002 (EI)
4. Xibing Li, Liuqing Hu, Tat-Seng Lok, Dynamic response of finite-size crack under impulse loading, Proceedings of the 5th Asia-Pacific Conference on Shock & Impact Loads On Structures, PP: 336~345, China, 2003
5. 胡柳青, 李夕兵, 岩石动态断裂过程中应力波的畸变, 岩石力学与工程学报 (待发表)
6. 胡柳青, 李夕兵, 龚声武, 冲击荷载作用下有限尺寸裂纹的动态响应, 爆炸与冲击 (待发表)
7. 胡柳青, 李夕兵, 龚声武, 冲击荷载作用下裂纹动态响应的数值模拟, 爆炸与冲击 (待发表)
8. HU Liu-qing, LI Xi-bing, On the damage and fragmentation of rock experiencing impact load, J. Cent. South Univ. Technol. (待发表)
9. 赵国彦, 李夕兵, 胡柳青, 滤器密实充填试验研究, 金属矿山, 320 (2): 21~23, 2003
10. 赵伏军, 李夕兵, 胡柳青, 巷道放顶煤法的顶煤破碎机理研究, 岩石力学与工程学报, 2002年, 21 (增2): 2304~2308

参加过的科研项目:

1. 中南大学研究生教育创新工程: 岩石动态断裂下应力波畸变与能量耗散研究, 主要负责人, 2003
2. 极破碎难采矿体密实充填采矿综合技术研究, 中国黄金工业协会一等奖, 参与者, 2002.10
3. 国家自然科学基金面上项目: 动静组合载荷耦合下的岩石破裂特征与能量耗损, 资助号 50174056, 参与者, 2001