

用井间地震探测法研究干热岩 地热区的地下断裂系统

Michael Fehler 和 Chris Pearson 著
葛叶阳 译 曾治权 蒋宏耀 校

摘 要

本文研究了应用井间 (cross hole) 地震探测的方法来圈定地下断裂系统的位置和规模, 推导了井中震源发射的 P 波和 S 波的辐射图象。在相对均匀的花岗岩中进行的试验表明: 所推导的关系式足以描述置于充满流体的井中的爆炸源及声传感器二者的辐射图象。

利用上述有关 S 波和 P 波振幅的函数表达式, 我们发展了一种方法, 用来估算组成新墨西哥州芬顿山干热岩地热储集层的结晶岩的 Q 值, 并确定其中不连续断裂的位置。为了计算 Q 值, 我们测量与震源距离呈函数关系的 P 波和 S 波的振幅值, 校正辐射图象和几何扩展效应, 并且用最小二乘回归法使形式为 $\exp(-\pi fR/QV)$ 的函数与相对衰减匹配。对于储集层的无扰动部分, 我们得到 P 波的 Q 值大约为 160, 而 S 波的 Q 值则在 170 到 150 之间。应用我们的方法, 能够检测出由于芬顿山储集层热开采而随之发生的广泛破裂引起平均 Q 值的下降。

我们还可以通过注意信号振幅、波形或频率具有突变特征的区域, 来确定不连续的大尺度断裂在储集层中的位置, 而这些突变却不能用辐射图象的影响或震源与检波器之间距离 (源检距) 的增加来解释。芬顿山干热岩储集层的这些局部衰减地区可能有开口断裂。

一、引 言

井间声波测井技术, 即声波信号在两口相距很近的井之间透射的技术, 已被广泛地应用到工程上 (Granger 和 McCann, 1977)。然而这项技术在石油及天然气工业中还没有得到大量的应用, 这是很遗憾的, 因为井间技术在某些方面比单井声波测井技术要优越, 其理由是: 井间射线路径横穿过两口井之间相对未受干扰的岩层; 而在单井试验中, 声波射线路径被限制在井周围的一个狭窄区域内, 而这个狭窄的区域常常因钻探而损坏、由钻井泥浆的侵入而改变。双井测量法还提供了获得高分辨率资料的可能性, 但用 VSP (垂直地震剖面法) 却不行, 因为 VSP 所涉及的传播路径较长, 致使高频信息受到了损失。

由双井地震试验可测定地震波速 (Cremers 等, 1980; Fehler, 1981) 和滞弹性衰减 (Fehler, 1980)。地震波速的测定相对简单些, 但衰减的测定则稍微困难些。如果从振幅的测定值来计算衰减, 就会遇到困难, 因为 P 波和 S 波的振幅依赖于传播方向与井轴线之间的角度、传播距离和介质的衰减特征。所以必须先进行角度关系的校正, 然后才能根据振幅信息来推导衰减。此外, 振幅由于沿射线路径的散射而产生剧烈的变化。如果应用频谱比

译自: *Geophysics*, Vol. 49, No. 1, p. 37-45, 1984.

法 (Toksoz等, 1979) 来计算衰减, 则因为压电换能器的带宽窄, 其测量结果不准确 (Cheng等, 1981)。

我们推导出井中震源发射的地震波的辐射图象, 其假设条件是: 稳定的震源均匀地作用在井壁有限的范围内, 而对别处的影响则可忽略不计, 我们验证了此表达式可以描述置于井中的爆炸源和声传感器这二者的辐射图象。另外, 我们给出几个相对简单的办法, 用以圈定两口井之间的水压破裂区的位置, 还可以从井间地震资料来计算岩石的Q值。作为这些方法的一个实例, 我们讨论了洛斯阿拉莫斯国家实验室在新墨西哥州芬顿山的干热岩 (HDR) 试验场进行的一次试验。在那里, 我们圈定了两口井之间一个高度破裂区的位置, 在广泛的热开采前、后都测量了结晶岩的Q值。

二、稳定的井中震源的辐射图象

为了计算由置于一口充满流体的井中的一个稳定震源引起的P波和S波的远场辐射图象, 我们先假定: 在沿井轴的某段有限长度内, 此震源的作用使井的直径产生一小增量。在井壁上, 不要求位移的幅度为一常数; 反之, 在与井轴垂直的任何方向上要求位移的幅度为一常数, 用弹性动力学的表达定理得到了井外位移场的幅度, 而这一定理通过应用格林函数, 把接收点的位移与震源处的位移联系起来。如果我们选择一个单位向量为 x_1 、 x_2 和 x_3 的正交坐标系, 那么平行于第 n 个 (n 可为1、2或3) 单位向量 x_n 的位移 U_n 为 (Aki和Richards, 1980):

$$U_n = M_{pq} * G_{npq}, \quad (1)$$

式中 M_{pq} 是震源的地震矩张量, $*$ 表示褶积算符, G_{npq} 是格林函数对变量 x_q 的导数。这里的格林函数指的是平行于单位向量 x_n 的位移, 此位移是由于在无限均匀各向同性弹性介质中平行于单位向量 x_p 施加的点力引起的。地震矩张量 M_{pq} 由下式算出:

$$M_{pq} = \iint_{\Sigma} [u_i] v_j c_{ijpq} d\Sigma, \quad (2)$$

式中 $[u_i]$ 是作用于整个震源表面 Σ 的位移, v 是垂直于震源表面的向量, 而 c_{ijpq} 是弹性模数张量, 对于均匀各向同性弹性介质, 其值等于:

$$c_{ijpq} = \lambda \delta_{ij} \delta_{pq} + \mu (\delta_{ip} \delta_{jq} + \delta_{iq} \delta_{jp}).$$

其中参量 λ 和 μ 是拉梅弹性系数。

Aki和Richards (1980) 曾经证明, 在无限各向同性均匀弹性介质条件下, 应用格林函数, 根据公式(1)计算得到的远场项为:

$$U_n = \frac{\gamma_n \gamma_p \gamma_q}{4 \pi \rho \alpha^2} \frac{1}{R} M_{pq} (t - R/\alpha) - \left(\frac{\gamma_n \gamma_p - \delta_{np}}{4 \pi \rho \beta^2} \right) \frac{\gamma_q}{R} M_{pq} (t - R/\beta), \quad (3)$$

式中 γ_i 是震源与接收点连线的方向余弦, α 是P波速度, β 是S波速度, ρ 是岩石的密度, R 表示震源与接收点之间的距离。(3)式使用起来很方便, 因为它变成了两项, 前一项代表P波, 而后一项代表S波。

地震矩张量可由公式(2)计算出来,在此假定震源作用于井的一段有限的长度上,其包含的体积为 V 、表面积为 S ,如果由于震源的作用引起井表面积的增量为 Δs ,则得到矩张量如下:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \lambda + \mu & 0 & 0 \\ 0 & \lambda + \mu & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{bmatrix} \frac{2 \Delta s}{s} V. \quad (4)$$

将(4)式代入(3)式中,我们就得到一个井中爆炸所引起的总的远场位移表达式.因为 P 波引起的质点运动应该平行于震源和接收点的连线,所以 P 波的最大振幅可通过计算公式(3)中的 U_n 和一个向量的点积得到,该向量由震源与接收点连线的方向余弦构成.这个点积的结果如下:

$$A_p(\phi, R) = \frac{\gamma_p \gamma_q}{4\pi\rho\alpha^2} \frac{1}{R} M_{pq}. \quad (5)$$

将公式(4)代入公式(5)中 M_{pq} 一项,并且用角度的形式取代方向余弦 γ ,我们便得到:

$$A_p(\phi, R) = \frac{K_p}{R} [(\lambda + \mu) - \mu \cos^2 \phi], \quad (6)$$

式中 K_p 对于所有的 R 和 ϕ 值为一常数,而 ϕ 是井轴线与波传播方向之间的夹角.

假定井的轴线是垂直的,那么远场 SV 波的振幅可通过计算 U_n 与一个单位向量的点积得到,这单位向量既垂直于震源和接收点的连线,又垂直于水平轴.其结果为:

$$A_s(\phi, R) = \frac{K_s}{R} \sin\phi \cos\phi. \quad (7)$$

远场 SH 波的振幅通过计算 U_n 与一个单位向量的点积得到,此单位向量既平行于水平轴,

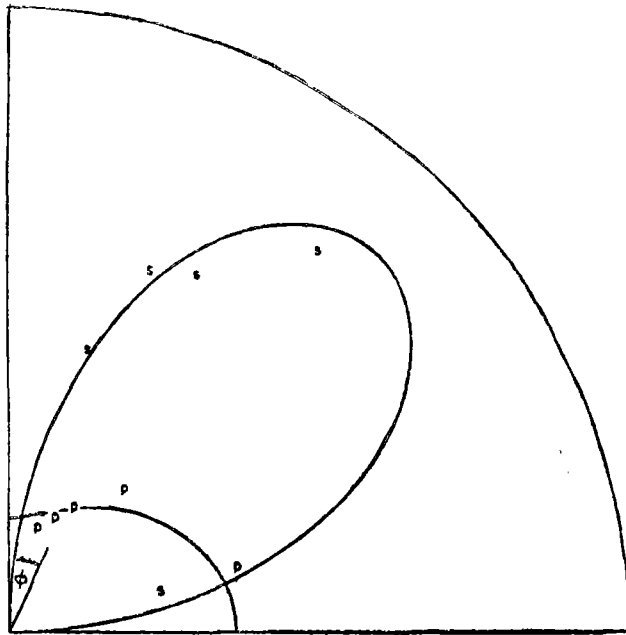


图1. 在一口井中进行小爆炸,而在邻近的一口井中测到的 P 波和 S 波的振幅值

图中的振幅值已作过几何扩展校正($1/R$),粗实线表示根据公式(6)和(7)算出的辐射图象与角度的依从关系.

图中 P 波振幅值用 p 表示, S 波振幅值用 s 表示, ϕ 为射线路径与井轴之间的夹角.

又垂直于震源和接收点的连线，计算的结果为零，这说明井中震源不辐射SH波。

公式(6)和(7)描述了在一口充满流体的井中的震源发射的P波和SV波的辐射图象。图1显示出一口井中的小爆炸源引起的P波和SV波振幅的一个实例。振幅值是在与井轴线成不同角度的方向上测定的，并进行了几何扩展校正。图1还显示了在 $\lambda=\mu$ 的情况下，根据公式(6)和(7)绘出的辐射图象。因为该爆炸源发射波的频率相当低(大约1 kHz)，同时爆炸源又处在距离检波器的四个波长的范围之内，衰减很小，所以不需要进行衰减校正。由公式(6)和(7)所预计的辐射图象与实测资料拟合得相当好。

在离开震源的距离大于几个波长的情况下测量地震波时，滞弹性的衰减效应将引起实测资料与从公式(6)和(7)所计算的辐射图象之间的偏差。为了计算滞弹性衰减的效应，我们用 $\exp[-\pi fR/QV]$ 乘以公式(6)和(7)，这里的Q是地震品质因数，V是地震波传播速度。计算结果为：

$$A_p(\phi, R) = \frac{K_p}{R} [(\lambda + \mu) - \mu \cos^2 \phi] \exp\left(-\frac{\pi fR}{Q_p V_p}\right),$$

和

$$A_s(\phi, R) = \frac{K_s}{R} \sin \phi \cos \phi \exp\left(-\frac{\pi fR}{Q_s V_s}\right). \quad (8)$$

衰减测量

利用信号振幅是倾角和距离的函数的表达式，我们可以把角度依从关系和几何扩展效应(即 $1/R$ 项)从衰减效应中分离出来。我们能够对实测资料进行几何扩展和辐射图象的校正，然后用振幅资料去计算岩石的Q值。在这后一项中，我们发现(假定泊松比为 $1/4$ ，即： $\lambda=\mu$)：

$$A_p(\phi, R) = \frac{K_p}{R} \mu (2 - \cos^2 \phi) \exp\left(-\frac{\pi fR}{Q_p V_p}\right),$$

$$A_s(\phi, R) = \frac{K_s}{R} \sin \phi \cos \phi \exp\left(-\frac{\pi fR}{Q_s V_s}\right), \quad (9)$$

这里的 K_p 和 K_s 是仅与震源参数有关的常数。 ϕ 和 R 的数值可根据以前研究(Fehler, 1979, 1981)所得资料来确定。我们用一种易于得出Q值的形式重新写出上式，其中给出了作为震源与接收器相对位置的函数的振幅值：

$$\ln \frac{R A_p(\phi, R)}{2 - \cos^2 \phi} = -\frac{\pi fR}{Q_p V_p} + \ln K_p \mu$$

和

$$\ln \frac{R A_s(\phi, R)}{2 \sin \phi \cos \phi} = -\frac{\pi fR}{Q_s V_s} + \ln K_s. \quad (10)$$

将公式(10)的左边作为R的函数绘图，就得到一条直线，其斜率等于 $-\pi f/QV$ 。由于我们有较可靠的f和V的估计值(Fehler, 1981)，所以基本上就能估算出P波或S波的Q值。我们用一次试验证实了这一方法，试验所用的震源是一套市场上可买到的声波测井装置。这些震源比前边所描述的爆炸源的频率更高、振幅更低，因而其衰减效应也就更明显一些。

三、研究的实例

作为我们这种方法的一个例子，考察一下在洛斯阿拉莫斯的芬顿山干热岩试验区进行的井间声波测井试验。一个干热岩试验区由两口井组成：一个注入井和一个生产井。这两口井钻到低渗透性的花岗岩中，并且在深处，两口井又通过起着井下热交流通道作用的一个断裂系统而连接起来（见图2）。作为这个调查计划的一部分，在芬顿山进行了两次井间试验，一次在1977年10月，另一次在1978年9月（Albright等，1978；Albright等，1980）。我们进行这些试验的目的是为了测定这个主要的水压断裂区的范围，并且提供在此干热岩试验地热

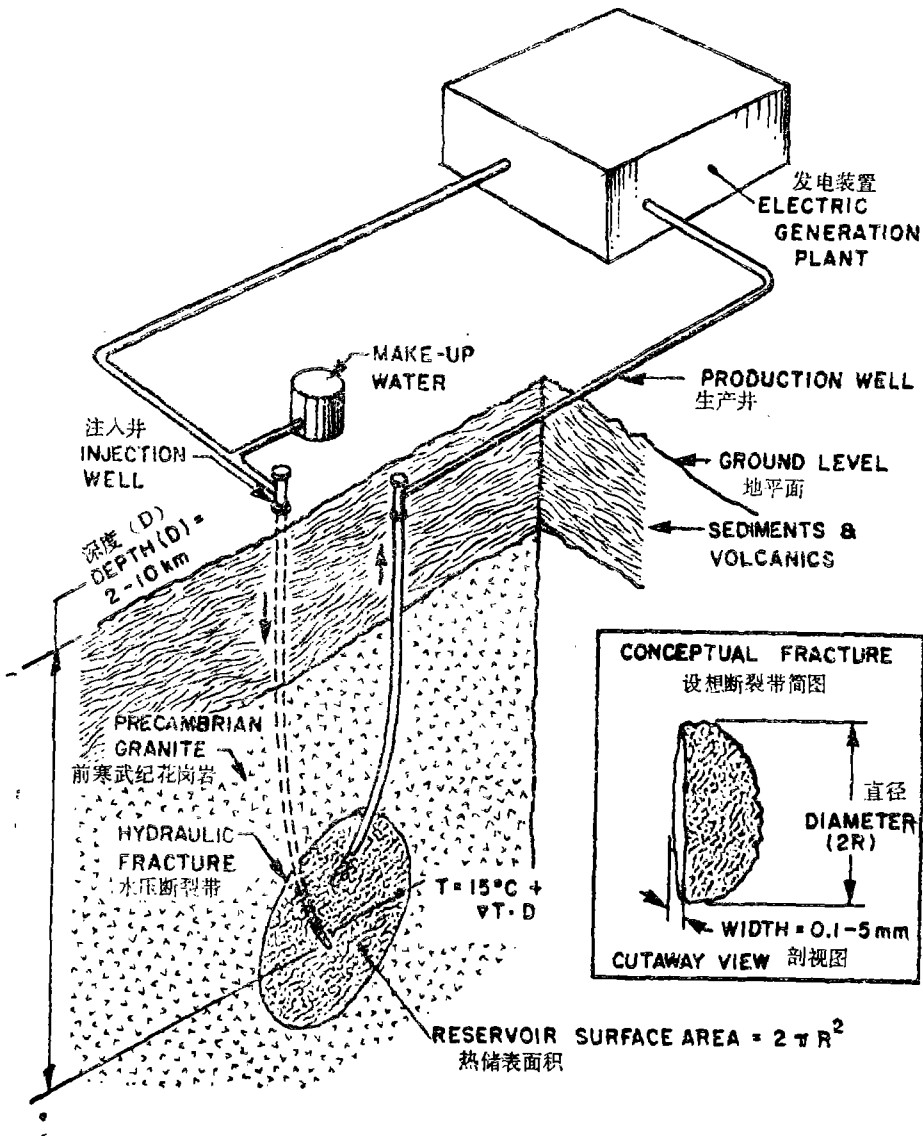


图2. 干热岩地热系统的典型组成部分

两口井钻到低渗透性的花岗岩中，这两口井之间的流体流路是一个人工水压断裂区，当热水到达地表时，把热能从水中提取出来，然后再把水注入到井中去进行循环。

储集层进行第一次较大规模的热开采期间,随着热开采而增加微裂隙引起周围花岗岩的地震波速和衰减变化的资料,在Murphy和Tester(1979)以及Murphy等(1981)的文章中,曾叙述过由模拟热开采和流动实验来确定储集层的性质,Fehler(1979, 1981, 1982a)、Aki等(1981)、Pearson(1981)和Pearson等(1983)也都讨论过储集层的地震特性。

1. 测试设备

两套声波测井装置同时用到钻入干热岩储集层的注入井和生产井中进行测井,这两套装置都是市场上买得到的,由Dresser Atlas(这是Dresser产业有限公司的分公司)提供,与洛斯阿拉莫斯国家实验室签订了合同。第一套装置由一个直径为92.2mm($3\frac{5}{8}$ inch)的发射机组成,而这个发射机是声波绝缘的,并且与一个直径为50.8mm(2inch)的接收器隔开3.66m(12ft)的距离,这套装置被称作“ $3\frac{5}{8}$ inch装置”,第二套装置只有一个接收器及其附带的电子设备,其直径为50.8mm(2inch),Dresser公司通常把它作为声波测井装置的一部分来使用,并称它为“2inch装置”,尽管这些压电传感器只能产生和接收P波,但是通过在井下岩层界面上P-S或S-P的转换,也能象研究P波一样地去研究S波。

被检测信号的通频带是 ± 2 kHz,对于 $3\frac{5}{8}$ inch装置,其中心频率在6.5kHz;而对于2inch装置,其中心频率在12kHz,这些装置具有在高温条件下工作的性能,并且二者已在高达180℃的温度下成功地工作了三小时以上,所采用的信号重复率是每秒5个信号,测井速率是6.1m/min(20ft/min),使用本实验室的仪器在井上记录到模拟信号,然后数字化,利用5451B Hewlett-Packard傅里叶分析系统进行分析。

2. 试验过程

在双井布局中, $3\frac{5}{8}$ inch装置(包括一个发射器和一个接收器)测EE-1井,而2inch装置(单独一个接收器)测GT-2井,于是,在EE-1井中的发射器产生的信号可同时被EE-1和GT-2两口井中的接收器检测到,但在这里只讨论GT-2井中所检测到的信号,把接收器固定在一个位置上,将 $3\frac{5}{8}$ inch装置从放置接收器的水平面上方与此水平面呈45°倾角的位置,一直移动到在接收器水平面下方与此水平面呈45°倾角的位置,然后,把接收器移动到第二个位置上,重复移动 $3\frac{5}{8}$ inch装置,按此顺序重复,直到我们感兴趣的所有深度间隔都测完为止,这种交错的循环顺序向上进行,而整个的过程要进行两次:第一次是当储集层-断裂系统处于流体静压或未受压力的状态时,第二次是当储集层所承受的压力大到足以使断裂面裂开、流体得以通过的程度。

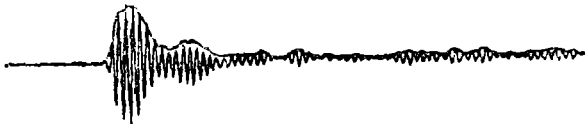


图3. 信号和包络线的实例
这是利用Taner等(1979)的方法计算的,按同样的比例绘出。

3. Q值的测定

我们用迭加信号来测定P波和S波的振幅,这是为了减少以下各种因素的不良影响:如震

源强度的变化、电噪声、以及由于钻井的损坏引起放置发射器的井周围衰减的小变化，这一切都会引起振幅数据无规律的变化。由于在试验过程中，声波发射器在不断地移动，源检距也就在缓慢地变化，所以相邻道信号的相位也就产生了微小的错动。为了防止由于这种相位错动引起相消干涉而造成信号振幅的损失，我们并不直接利用信号本身，而是把信号的包络线迭加起来，包络线的计算采用的是复地震道分析方法（Taner等，1979）。

复地震道分析方法把一个地震信号 $a(t)$ 看作是一个复数信号 $A(t)$ 的实数部分：

$$A(t) = a(t) + ja^*(t), \quad (11)$$

而其中的虚部 $a^*(t)$ 可由实部经过傅里叶变换得到。如果我们用傅里叶积分表示 $a(t)$ ：

$$a(t) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (12)$$

其中 $B(\omega)$ 是 $a(t)$ 的傅里叶变换，则

$$a^*(t) = \int_{-\infty}^{\infty} B^*(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (13)$$

其中 $B^*(\omega)$ 是 $B(\omega)$ 的共轭复数。Taner等（1979）曾证明， $A(t)$ 正好给出信号的包络（见图3的实例）。因为这种包络总是正的、与相位无关，而且与原来的地震信号 $a(t)$ 相比，包络随时间的变化要缓慢得多，所以相位的变化或由于时差引起小的时间延迟将不会造成迭加信号振幅大的误差。应用Taner等人的方法，我们通过取 $a(t)$ 的复数傅里叶变换、对负频率部分的振幅值充零、对正频率部分的振幅值加倍、接着对这个修正后的序列进行逆傅里叶变换，这样就计算出 $a^*(t)$ 。然后，我们用 $A(t)$ 的共轭复数去乘 $A(t)$ ，并取其平方根，计算出信号的包络。按上述方法计算出来的十个序列信号包络迭加起来就构成了一次单一的振幅测量。图4给出按一典型步骤完成的迭加信号包络线。

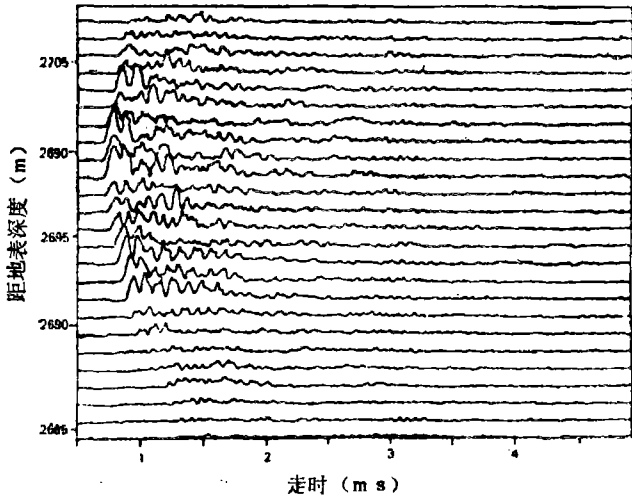


图4. 作为深度的函数的迭加信号包络线
这是当接收器置于2697m深度、未加压情况下得到的资料。

我们由迭加信号振幅计算 Q 值的步骤如下：①测定 P 波或 S 波波至的最大振幅；②利用公式（9）进行几何扩展和辐射图象效应的校正；③画出作为源检距的函数的归一化振幅值，利用最小二乘回归方法，用一条直线来拟合这些数据。我们采用最小二乘法来估算斜率，是因为

这样可以排除试验者的偏见，并允许我们对于所估算的斜率和Q值给定置信区间。图5给出在一个典型的步骤之下，作为 ϕ 的函数画出的未经校正的振幅值（图5上图），以及作为距离的函数画出的归一化振幅值（图5下图）。我们从斜率M计算Q值，此处 $M = -\pi f/VQ$ ， f 为频率， V 是P波或S波的速度。根据记录信号的功率谱来估算 f 值。

表1 根据P波和S波的振幅资料测定的 Q_p 和 Q_s 值

接收器位置 (m)	年	Q_p	Q_s
2587	1977	160 ± 80 *	170
2587	1978	70 ± 19 **	150 ± 130
2697	1977	20 ± 5 *	
2697	1978	21 ± 6 *	
2697	1978	19 ± 4 **	

* 未加压
** 已加压

我们利用1977年和1978年间在芬顿山进行井间声波试验所得到的资料，估算了储集层的几个剖面的Q值。所估算的Q值已概括在表1之中。我们在现场所得的Q值与在实验室内对花岗岩测得的Q值（Cooper, 1976; Tittman等, 1981; Johnston, 1978）相类似。

在这两次井间试验之间的期间，在芬顿山进行了第一次较大的循环或热开采试验。在这一试验期间的75天内，我们使水通过热储集层循环的速率为6到10 l/s，同时开采热能的速率为3.2MW（Tester和Albright，

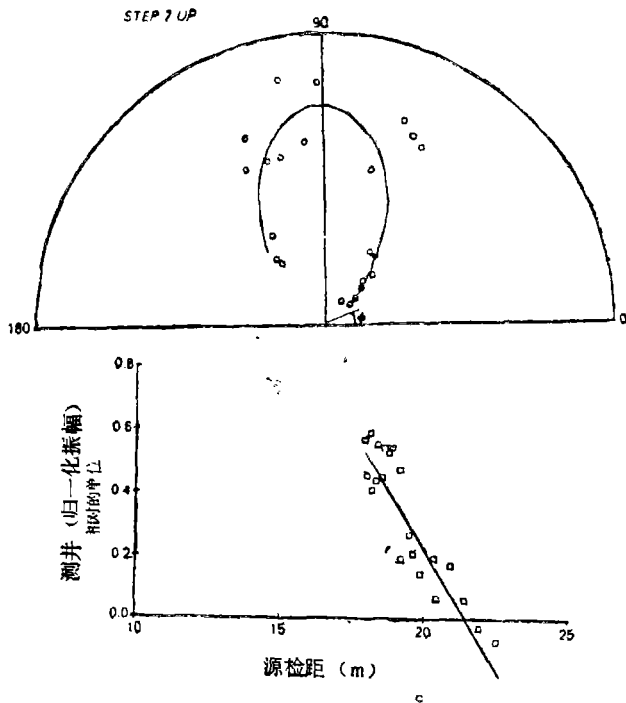


图5. 上图表示未经几何扩展和衰减校正的振幅值，它是作为角度 ϕ 的函数绘出的，而 ϕ 是射线路径与井轴之间的夹角。下图表示经过几何扩展校正的振幅值，它是作为源检距的函数绘出的。图中直线的斜率与Q值的倒数成正比。这些资料是在接收器位于2697m的深处获得的。

1979)。从表1看出，当接收器同在2587m深的位置上，但比较1977年和1978年两次试验结果，Q值显然减少了，这可能由于我们为了使热能从储集层中迁移到地表而进行热抽取引起岩石微破裂而造成的（Fehler, 1981）。但在储集层的下部（接收器位于2697m的位置上）

Q值并没有什么减少,这可能因为从这部分储集层抽取的热能相当少。另一方面,因为第一次测定的Q值就很低,或许所增加的微破裂对于第二次测量期间出现的滞弹性衰减的影响很小。在对储集层加压后,我们在2697m接收器位置上测到Q值微量的减小,可能由于孔隙压力促使微破裂扩张引起。因为孔隙压力增加,伴随着有效围压的降低,容易导致储集层内的微破裂进一步扩张。

我们不能仅仅根据衰减的资料获取关于微破裂孔隙率的估算值,这是由于有关波的滞弹性衰减的基本机制的不定性,也是因为大多数流行的衰减模型需要关于孔隙率和纵横比的知识来确定Q值。

4. 根据波形特征探测断裂

充满水的断裂对于地震信号传播的最明显的影响,就是使通过这些断裂的S波的振幅大大地减小(Fehler, 1982a)。为了探索这种影响,我们把这些信号分为三种类型。这种分类是建立在直达压缩波与剪切波的相对最大振幅比的基础上。第一类地震图称为S型,表现出很强的S波信号。第二类地震图称为P型,S波振幅与P波振幅相比是很小的。第三类称作D型,显示出P波波至,而S波信号很小甚至没有,P波能量均匀地分布在一个相当长的、没有任何清晰相位的尾波上。公式(8)表明,S波与P波的振幅比随着震源和接收点连线的倾角的变化而变化。当倾角为45°时,S波最强;当倾角为零时,P波最强。所以在倾角很小的情况下,S型信号会被当作“视P型信号”。因此,S型信号的辨识仅限于从发射井出来时、其震源与接收点连线的倾角大于15°的那些信号。

因为S波不能透过充满水的开口断裂,所以S型信号的出现说明:或是沿着射线路径没有开口断裂,或是断裂的相对两侧处于接触状态,其接触部分的长度小于几个S波长。反之,只有P波透过的区域才可能包含有大的开口断裂。

穿过D型地区,出现了P的透射,并且地震波的能量在尾部均匀地散射了,而不象P型信号地区那样集中于开始的部分。没有明显的S波信号。D型地区除了存在大的开口、平行走向断裂之外,还可能包含有小的断裂网,这些小断裂网使透射的P波发生散射。

在图6中,我们把热储集层划分为S型、P型或D型信号区域,信号源位于EE-1井内,我们在GT-2B井中获得测量结果。该图是根据1977年试验资料绘制的。它表示在储集层未加压情况下,到达2635m深度的地热储集层上部将透过S波。在此深度以下到2664m之间的区域可观测到P型信号。在深度大于2664m的区域可观测到D型信号,只是底部一个很窄的地带除外。加压之后,在整个储集层内都可观测到D型信号,只是透过D型信号区域顶部附近的一个狭窄地带除外。

5. 根据振幅的减小探测断裂

我们用井间声波资料计算Q值的方法假定了信号沿射线路径的衰减是均匀的。假如介质中的断裂或其他间断面通过散射作用使信号的振幅减小,那么所接收到的信号振幅将远比上述理论预言的振幅要小。但是,如果通过同一个断裂时所有射线振幅值的减小量都相同,那么用这种方法就很难探测出断裂。断裂的影响就模糊了,因为在计算衰减时,我们利用的是信号振幅的变化,而不是振幅的绝对值。如果在井中某一段,有一些射线通过断裂的上方或下方,那么我们可以通过寻找其信号振幅突然降低的阴影区来发现这个断裂。图7给出了1978年试验期间所发现的这种阴影区的一个实例。当储集层的压力增加到超过流体静压的程度,阴影区就比较清楚地表现出来(即图7中标有“加压”字样的部分)。这表明,当压力

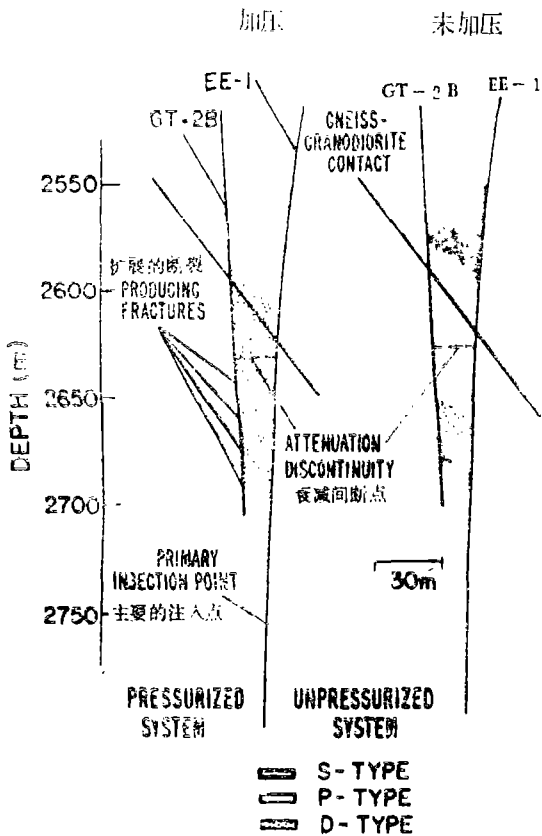


图6. 在1977年双井地震试验期间, 观测到P型、S型、D型信号的区域位置图。

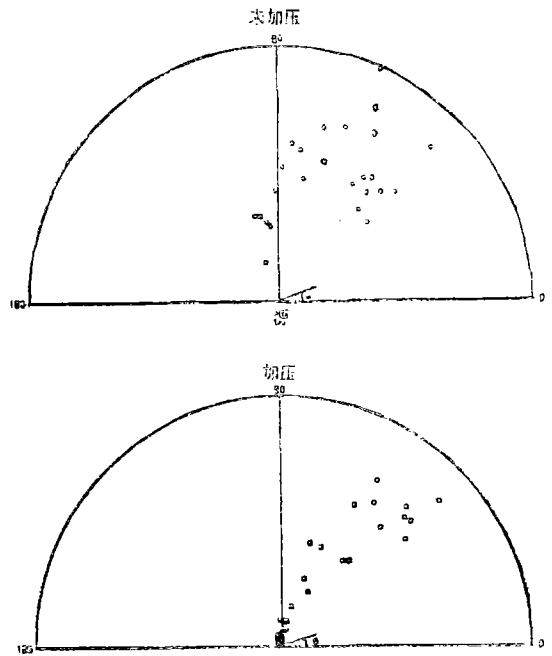


图7. 在加压、未加压情况下绘制的类似图5上的两幅图件

其接收器位于2668m的深度, 当 ϕ 接近 90° 时, 振幅值突然降低是断裂存在的证据, 在加压状态的下图内, 这点尤为明显。

增加到接近最小粘土应力时, 断裂更完全地开口, 阴影区就是这样产生的。

通过比较阴影区上方信号的振幅和阴影区内的振幅, 我们能够得到为了解释图7中振幅减小现象所要求的断裂数目和厚度的大略估算值。比较与井轴成 $50^\circ-80^\circ$ 角的振幅值, 我们发现阴影区上方的振幅大约平均是阴影区内所记录波的振幅的11倍。Fehler (1982a) 发现, 当频率为10kHz的P波通过1mm厚的充满水的断裂时, 其振幅将会减小到初始水平的0.6。为了解释振幅值减小到1/11的现象, 要求有五条厚度为1mm的断裂, 如果假设断裂的厚度大于1mm, 那么所需要断裂的数目则要少一些。芬顿山干热岩系统中复断裂的存在, 与Aki等人(1982)的结论是一致的, 后者根据系统加压时所记录波形尾部长周期波的出现, 论证了复断裂的假说。他们认为, 这种长周期的尾波是由两条或更多条断裂之间的波形成的。

井间透射信号的振幅, 在储集层下部的总是小于顶部附近的, 这种与低Q值有关的变化, 也可能是储集层中存在着大断裂的另一种指示。但是, 微破裂数目的增加是对这种现象的另一种可能的解释。

6. 根据地震信号频率成分的变化探测断裂

因为所有的衰减模型都表明, 增加开口微破裂的数目能降低Q值(O'Connell和Budiansky, 1977), 所以我们可以预料到, 加压之后衰减作用会增加。我们发现, 加压对于10kHz

以上频率的衰减作用比对低频成分的衰减作用要强得多。对储集层加压后高频成分惊人的衰减也比用Q值任何适当变化所计算的结果要大得多。其实测结果示于图8，图中显示了储集层加压前后、深度间隔2612—2652m（8570—8700ft）的平均功率谱测井曲线。该功率谱曲线是通过0.3m（1ft）的测井记录上的15个双井信号的功率谱的平均值构成的，每道之间的间隔为0.9m（3ft）。

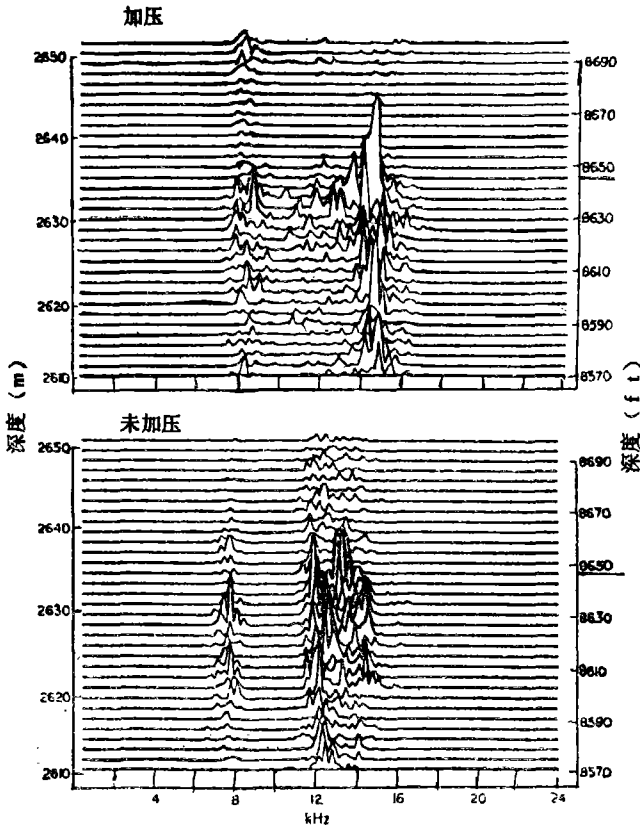


图8. 平均功率谱测井图

其深度范围在2612—2652m之间。储集层被加压时功率谱的高频成分减少，是由于滞弹性衰减增加、以及断裂加宽引起散射作用加强。因为增益变化，与未加压情况下的资料相比，加压情况下的功率放大80倍。

Fehler (1982a) 指出，大的开口断裂将使频率高于10kHz的P波的衰减比低频P波的衰减大得多。实际上，如果地震波穿过四条4mm（0.15 inch）厚的充满水的断裂，那么15kHz地震信号的振幅与8kHz信号的振幅相比要低两个数量级。于是，双井地震信号的衰减，看来是由随加压而开口的微破裂和在热储中可能起流体通道作用的大尺度开口断裂的联合作用造成的。相对于8kHz的峰值，信号高频部分（即高于10kHz）强烈衰减的起点提供了确定大的开口断裂带顶部位置的另一种办法。这似乎出现在2635m的地方。在未加压资料中深度为2638m的地方，我们观察到了类似的跃变现象，这相应于图7出示的资料。这个跃变点可能表示可以自我维持的水压破裂区（即当储集层的压力甚至为流体静压时，此开口断裂依然能够存在的地带）的顶部位置。

四、结 论

由以上研究我们得出结论：从井中声源产生的P波和S波的振幅与源检距R、以及射线路径与井轴之间夹角 ϕ 的关系如下式：

$$A_p \sim \frac{(2 - \cos^2 \phi)}{R} \exp\left(-\frac{\pi f R}{Q_p V_p}\right)$$

和

$$A_s \sim \frac{\sin \phi \cos \phi}{R} \exp\left(-\frac{\pi f R}{Q_s V_s}\right),$$

其中 A_p 和 A_s 分别为P波和S波的振幅， f 为频率， Q 和 V 分别是P波和S波的品质因数和速度。我们已证明，该关系式描述了爆炸源的辐射。一旦知道了角度关系，我们就可以对振幅资料进行辐射图象影响方面的校正，并且利用所得的归一化振幅资料来估算井间岩石的 Q 值。我们运用此方法来测量由一个典型的干热岩储集层的热开采引起的 Q 值的变化。我们观测到 Q 值的减小，这可能与热开采造成的微破裂有关。

我们已叙述了三种断裂定位的方法。这些方法的原理是根据充水断裂对波形特征、频率和振幅诸方面的影响。我们应用这些方法的结果，提供了一幅关于储集层的明显一致的图象。在2635m深处，S波能量的突然减小与我们在功率谱测井中观察到的、井加压后信号中高频成分的突然减少符合得相当好，这可能反映储集层中存在的大断裂带顶部的位置。这些断裂带通常是闭合的，但随着储集层的压力超过最低围压，这些断裂可能就开口了。第二种高频成分的减少，出现在未加压情况下功率谱测井时（深度2668m处）它与信号振幅的突然降低相关，但这却不能用辐射图象的影响和从P型信号到D型信号的过渡来解释。这可能预示着一个区域，那里的断裂是自我维持的，即使当储集层的压力处于流体静压状态，那些断裂依然保持着开口状态。