

变得更大。各个网格块渗透率逐渐接近于整体区域的等效渗透率。

对于如图2(c)所示的 $2 \times 2 = 4$ 个网格单元剖分块的等效渗透率计算, King^[19]基于电阻率网络模型给出的关系为

$$\begin{cases} k_{ex} = \frac{4(k_1 + k_3)(k_2 + k_4)A}{(k_1 + k_2 + k_3 + k_4)A + B}, \\ k_{ey} = \frac{4(k_1 + k_2)(k_3 + k_4)A'}{(k_1 + k_2 + k_3 + k_4)A' + B'}. \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} A = [k_1 k_2 (k_3 + k_4) + k_3 k_4 (k_1 + k_2)], \\ B = 3(k_1 + k_2)(k_3 + k_4) \times (k_1 + k_3)(k_2 + k_4). \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} A' = [k_1 k_3 (k_2 + k_4) + k_2 k_4 (k_1 + k_3)], \\ B' = 3(k_1 + k_3)(k_2 + k_4) \times (k_1 + k_2)(k_3 + k_4). \end{cases} \quad (6)$$

式中, 4个网格单元的渗透率分别为 k_1, k_2, k_3, k_4 。

Yeo和Zimmermen指出上述解析关系是一个近似关系,且在特例情况下结果不正确^[20]。例如,当 $k_1 = k_4, k_2 = k_3$ 时,若令 $k_2/k_1 = r$,则有

$$k_e = k_{ex} = k_{ey} = \frac{8r(1+r)}{(1+3r)(3+r)}. \quad (7)$$

然而, Dykhne已证明, $k_e/k_1 = \sqrt{r}$ ^[21]。很显然, 当 $k_2/k_1 = r \rightarrow \infty$ 时, 公式(7)得到 $k_e/k_1 \approx 2.67$ 与精确解不符。对照图3(a)的4个不同渗透率的剖分块, 可以有图3(b)、(c)两种组合方式, 以 x 方向渗透流为例, 图3(b)类似于电阻网络的 k_1, k_2 串联及 k_3, k_4 串联, 再并联; 而图3(c)类似于电阻网络的 k_1, k_3 并联及 k_2, k_4 并联, 再串联。相应地, 有如下等效渗透率计算关系。对应于图3(b)有

$$k_{1x} = \mu_a[\mu_h(k_1, k_2), \mu_h(k_3, k_4)] = \frac{k_1 k_2 (k_3 + k_4) + k_3 k_4 (k_1 + k_2)}{(k_1 + k_2)(k_3 + k_4)}. \quad (8)$$

对应于图3(c)有

$$k_{ux} = \mu_h[\mu_a(k_1, k_3), \mu_a(k_2, k_4)] = \frac{(k_1 + k_3)(k_2 + k_4)}{(k_1 + k_2 + k_3 + k_4)}. \quad (9)$$

前人已证明公式(8)和(9)为精确等效渗透率值的下限和上限, 它们分别对应于4个单元的渗透率的调和平均和算术平均。更为精确的计算关系可以由上述上下限关系的几何平均^[22]得到:

$$k_{ex} = \sqrt{k_{1x} k_{ux}} = \left[\frac{(k_1 + k_3)(k_2 + k_4)}{(k_1 + k_2)(k_3 + k_4)} \right]^{1/2} \left(\frac{I_2}{I_1} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

其中

$$I_1 = k_1 + k_2 + k_3 + k_4,$$

$$I_2 = k_1 k_2 (k_3 + k_4) + k_3 k_4 (k_1 + k_2).$$

同理, 将 k_2 和 k_3 相互交换得到 k_{ey} 。

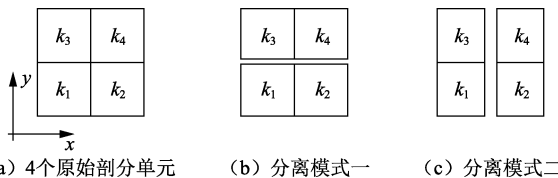


图3 4个剖分单元渗透率计算的两种分离模式

Fig. 3 Two splittings for permeability calculation of four blocks

4 三维介质网格剖分块的等效渗透率近似关系与重正化结果的刻度

至今对于三维介质网格剖分块的等效渗透率仍没有一个精确的计算关系, King^[19]给出的三维电阻网络等效计算方法只能通过解线性代数方程组的手段实现等效渗透率的计算。根据二维介质类似的分析思路推导三维孔隙介质等效渗透率计算的近似关系。

4.1 三维介质重正化等效渗透率的近似计算关系

基于二维网格剖分块的等效渗透率精确计算关系导出过程, 导出三维介质网格剖分块的等效渗透率计算关系。仍然以最简单的 $2 \times 2 \times 2$ 网格为例, 参考图4(a)的三维原始网格剖分, 仿照二维剖分的处理, 图4(b)、(c)给出了 x 方向流体流动的两类分离模式。对应于图4(b)有

$$k_{1x} = \mu_a[\mu_h(k_1, k_2), \mu_h(k_3, k_4), \mu_h(k_5, k_6), \mu_h(k_7, k_8)] = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 k_{(2j-1)} k_{2j} S_{(2j-1), 2j} / \prod_{j=1}^4 (k_{(2j-1)} + k_{2j}). \quad (11)$$

其中

$$S_{i,j} = \prod_{j=1}^4 (k_{(2j-1)} + k_{2j}) / (k_i + k_j).$$

对应于图4(c)有

$$k_{ux} = \mu_h[\mu_a(k_1, k_3, k_5, k_7), \mu_a(k_2, k_4, k_6, k_8)] = \frac{1}{2} \left(\sum_{j=1}^4 k_{2j-1} \sum_{j=1}^4 k_{2j} \right) / \sum_{j=1}^8 k_j. \quad (12)$$

最后, 剖分块的等效渗透率近似计算关系为上下限的几何平均^[22]:

$$k_{ex} = \sqrt{k_{1x} k_{ux}} = \left[\left(\sum_{j=1}^4 k_{2j-1} \sum_{j=1}^4 k_{2j} \right) / \prod_{j=1}^4 (k_{2j-1} + k_{2j}) \right]^{1/2} \left(\frac{J_2}{J_1} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

其中

$$J_1 = \sum_{j=1}^8 k_j, J_2 = \sum_{j=1}^4 k_{2j-1} k_{2j} S_{2j-1, 2j}.$$

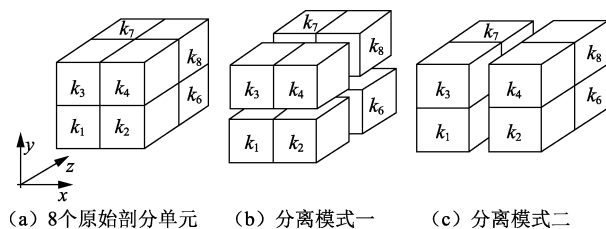


图4 三维介质8个单元渗透率计算的两种分离模式

Fig. 4 Two splittings for permeability calculation of 3D model with eight blocks

公式(13)还可以改写成如下更易于数值计算的形式:

$$k_{\text{ex}} = \frac{1}{2} \left[\frac{(k_1^{-1} + k_2^{-1})(k_3^{-1} + k_4^{-1})(k_5^{-1} + k_6^{-1})(k_7^{-1} + k_8^{-1})}{(k_1 + k_3 + k_5 + k_7)^{-1} + (k_2 + k_4 + k_6 + k_8)^{-1}} \right]^{1/2} \quad (14)$$

值得注意的是,等效渗透率计算关系(13)在三维剖分网格块退化为二维的情况下,其结果与二维精确解一致。然而,通过验证发现公式(13)并非为三维剖分网格块的精确解。事实上,三维情况与二维相似,同样有 $k_1 = k_3 = k_5 = k_7$ 及 $k_2 = k_4 = k_6 = k_8$, 由 Keller, 当 $k_1/k_2 \rightarrow \infty$ 时, $k_e = 2\sqrt{k_1 k_2}$, 而由公式(13)的近似关系得到 $k_e = \sqrt{k_1 k_2}$ 与 k_1/k_2 无关,这一极限情况证明公式(13)不是三维剖分网格块等效渗透率的精确计算关系^[23]。

4.2 重正化等效渗透率计算结果的刻度

需要注意的是,前文关于等效渗透率重正化计算关系均是基于类似电导网络的串并联关系导出的,而渗透率是一个强度性的特征参数,它与单元面或体的尺度无关,而导纳是一个广延性特征参数,它与单元面或体的尺度相关。因此用电导网络的串并联关系导出的重正化块的等效渗透率还必须用剖分块的面积或体积尺度进行刻度或换算^[19]。考虑一个目标区域的重正化过程,每个方向上由 β 个小块组成,每个小块尺度为1个单位,对于前文的二维介质中精确关系的推导,本文中用 2×2 的网格作为基本剖分块,即每个方向上 $\beta = 2$ 。那么,某个指定方向上流体流过的截面积为 β^{d-1} (d 为计算空间的维数),剖分块的长度为 β 个单位。因此对于固定体积的流速和压力降,流量与压力变化的比值要用 β^{2-d} 因子进行刻度,这就是将导纳计算关系的值转换为渗透率的刻度因子,即等效渗透率为上边计算得到的值乘以因子 β^{d-2} 。

对于二维介质,刻度因子为 $\beta^0 = 1$,即方程(4)给出了单个剖分单元的尺度为1个单位时二维介质中的等效渗透率。对于三维介质用 $2 \times 2 \times 2$ 的立方体作为基本剖分块,长度的刻度因子为 $\beta = 2$,前文

导出的式(13)计算的等效渗透率必须除以 β ($\beta = 2$) 以给出等效渗透率 k_e 。

实际工作中得到的 CT 成像或成像测井图像数据的像素分辨率变化较大,根据式(10)或(13)计算得到的等效渗透率 k_e 还需要进行单元尺度的刻度。不失一般性,假设图像数据的剖分单元的尺度为 α (μm),当将计算的等效渗透率换成实际岩心的等效渗透率时需要乘以刻度因子 $G = \alpha^2$,即 $k_{\text{et}} = G k_e$ 。通常渗透率单位取 $10^{-3} \mu\text{m}^2$ 。

5 模拟结果分析及应用

针对几块实际岩心的 CT 成像数据,利用重正化的近似关系计算等效渗透率,并与实际岩心渗透率测试结果进行对比。

5.1 二维和三维随机棋盘格的等效渗透率计算

二维和三维随机棋盘格介质一直被当作不同等效渗透率计算方法的测试对比范例。设有 $n \times n$ 的方块组成的剖分网格,基本网格单元的渗透率有两个值 k_1, k_2 ,它们对应的两相介质的面积比例分别为 φ_1, φ_2 。若两相介质的比例 $\varphi_1 = \varphi_2$,则有前文的分析精确的等效渗透率 $k_e = \sqrt{k_1 k_2}$,对于任意比例,没有解析关系,但 Milton 和 Torquato^[23-24] 独立给出了相同的上限和下限:

$$k_L \leq k_e \leq k_U, \quad (15)$$

$$k_L = \langle k \rangle - \frac{\varphi_1 \varphi_2 (k_1 - k_2)^2}{\langle \tilde{k} \rangle + y_1}, k_U = \langle k \rangle - \frac{\varphi_1 \varphi_2 (k_1 - k_2)^2}{\langle \tilde{k} \rangle + y_2}, \quad (16)$$

$$y_1 = \frac{k_2(k_1 + \langle k \rangle_1)}{k_2 + \langle k \rangle_2}, y_2 = \frac{k_1(k_2 + \langle k \rangle_1)}{k_1 + \langle k \rangle_2}. \quad (17)$$

其中

$$\langle k \rangle = \varphi_1 k_1 + \varphi_2 k_2, \langle \tilde{k} \rangle = \varphi_1 k_2 + \varphi_2 k_1,$$

$$\langle k \rangle_1 = \zeta_1 k_1 + \zeta_2 k_2, \langle k \rangle_2 = \zeta_2 k_1 + \zeta_1 k_2,$$

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 1, \zeta_1 + \zeta_2 = 1, \zeta_2 = 0.08079 + 0.09192 \varphi_2.$$

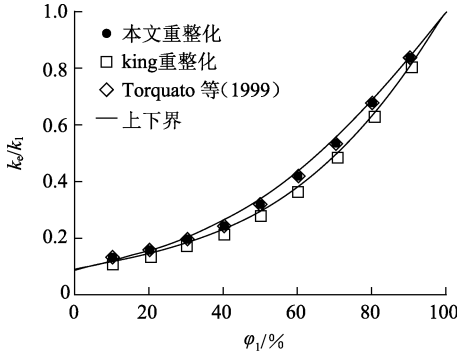
式中, ζ_2 为微结构参数。

对于三维随机棋盘格介质,同样由 Milton 和 Torquato^[23-24] 独立给出了上限和下限:

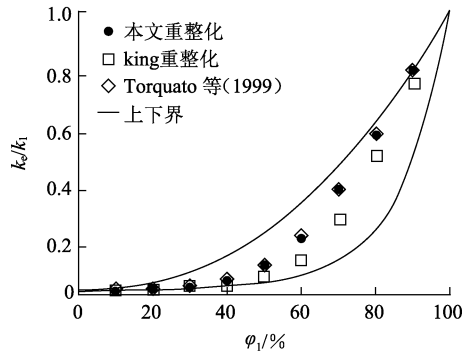
$$\begin{cases} k_L = \frac{1 + (1 + 2\varphi_2)\beta_{21} - 2(\varphi_1\xi_2 - \varphi_2)\beta_{21}^2}{1 + \beta_{21}\varphi_1 - (2\varphi_1\xi_2 + \varphi_2)} k_1, \\ k_U = \langle k \rangle - \frac{\varphi_1\varphi_2(k_1 - k_2)^2}{\langle k \rangle + 2\langle k \rangle_1}. \end{cases} \quad (18)$$

其中

$$\beta_{21} = \frac{k_2 - k_1}{k_2 - 2k_1},$$
$$\xi_2 = 0.11882 + 0.88118\varphi_2.$$



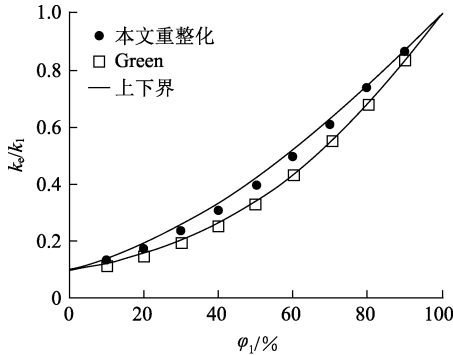
(a) 二维棋盘格随机介质1



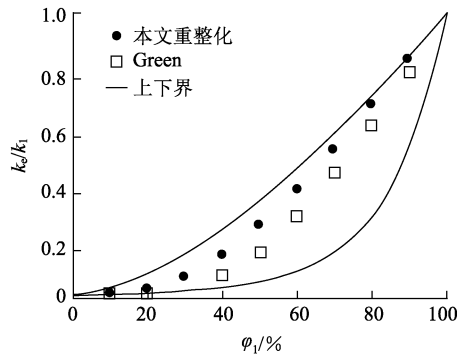
(b) 二维棋盘格随机介质2

图 5 二维棋盘格介质不同方法计算的等效渗透率随相 1 介质体积分数的变化

Fig. 5 Effective permeabilities of 2D checkerboards as a function of φ_1 for different methods



(a) 三维棋盘格随机介质1



(b) 三维棋盘格随机介质2

图 6 三维棋盘格介质不同方法计算的等效渗透率随相 1 介质体积分数的变化

Fig. 6 Effective permeabilities of 3D checkerboards as a function of φ_1 for different methods

5.2 简单理想多孔介质模型计算结果的比较

图 7(a) 所示的理想多孔介质模型流体只能沿 z 方向流动,且假设壁面无滑移,流体为不可压缩的单一流体,流体同时满足牛顿定律,流体的所有性质在时间和空间上是不变的。对于这种理想的的多孔介质模型,本文中使用两种方法来计算等效渗透率,一种是由 Ruth 等^[27-28]提出的平均渗透率计算方法,另外一种就是本文中提到的三维重正化近似方法。

Ruth 等^[27]分析了理想多孔介质中的微观流动特性,并给出了平均渗透率的关系表达式:

$$\frac{1}{k_1} = -\frac{1}{\xi Q_1 L} \int_{A_{\sigma\beta}} \frac{\partial \vec{w}_1}{\partial r_j} \cdot \vec{n}_1 dA + \frac{1}{\mu \xi Q_1 L} \int_{A_{\sigma\beta}} \vec{p} \cdot \vec{n}_1 dA. \quad (19)$$

利用上边两个关系,通过变化 φ_2 和 φ_1 分别计算了二维和三维棋盘格介质的等效渗透率,并与前人计算结果进行了对比,如图 5 和 6 所示。图中结果表明,本文中的近似计算关系均处于公式(16)和公式(18)的上下界之间,而且与 Torquato 等的和 Green 等数值模拟结果吻合较好,初步验证了近似计算关系的有效性^[25-26]。

其中

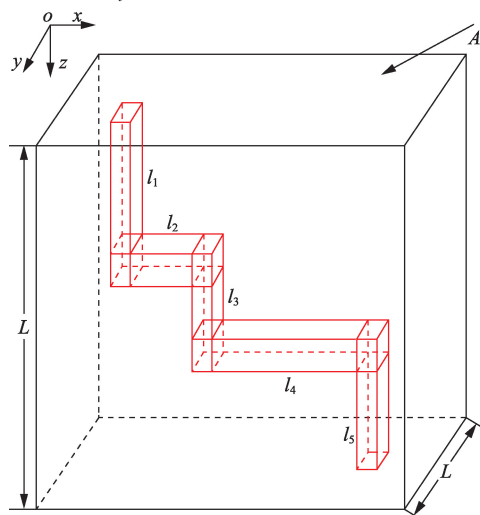
$$\xi = A_{\beta 1} / A_1.$$

式中, k_1 为沿宏观流动方向的等效渗透率; $A_{\beta 1}$ 为垂直到流动方向截面上孔隙的面积; A_1 为垂直到流动方向模型的截面积; Q_1 为沿宏观流动方向模型的流量; L 为沿宏观流动方向模型的长度; $A_{\sigma\beta}$ 为模型中的骨架与孔隙的接触面积; $\vec{w}_1$ 为管道内部微观流体流速; $\vec{p}$ 为骨架和孔隙接触面的压力; $\vec{n}_1$ 为骨架和孔隙接触面处的法向量。

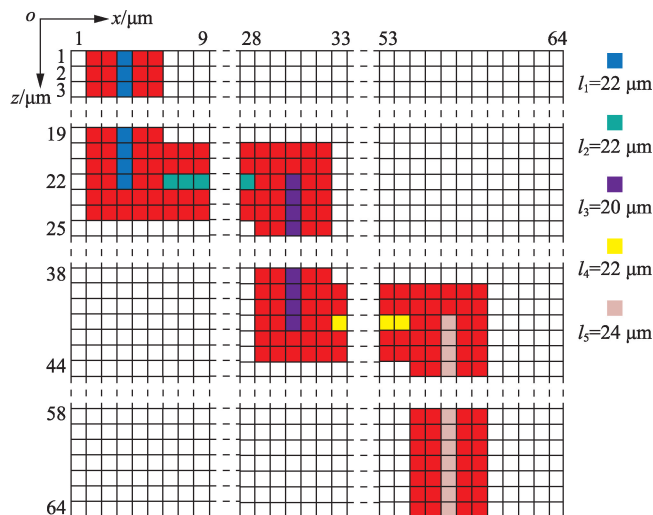
图 7(a) 中的多孔介质模型,由 5 段管道组成,每段管道的长度为 $l_i, i=1,2,3,4,5$ 。将该模型剖分为 $64 \mu\text{m} \times 64 \mu\text{m} \times 64 \mu\text{m}$ 的网格,所有管道的截面积均为 $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$, $y=13 \mu\text{m}$ 处为该管道的中心

线。图7(b)展示了 $y=13\text{ }\mu\text{m}$ 时该模型的 xoz 面,图中彩色的网格代表孔隙,5段管道的长度分别为22、22、20、22和 $24\text{ }\mu\text{m}$ 。化简后公式(19)^[27]变为

$$k_1 = \frac{9a^4L}{16A \sum_i l_i} \quad (20)$$



(a) 简单的多孔介质模型



(b) $y=13\text{ }\mu\text{m}$ 的 xoz 面

图7 一个理性多孔介质模型

Fig.7 An idealized porous medium model

重正化近似计算方法使用的前提是得到模型的渗透率分布。图7(a)中的多孔介质模型剖分为 $64\text{ }\mu\text{m} \times 64\text{ }\mu\text{m} \times 64\text{ }\mu\text{m}$ 的网格块。本文中用 $32\text{ }\mu\text{m} \times 32\text{ }\mu\text{m} \times 32\text{ }\mu\text{m}$ 的剖分单元将图7的多孔介质模型分为8部分,然后用公式(1)计算每一部分的等效渗透率,将该等效渗透率赋值给该部分的所有网格,这样可以得到理想多孔介质模型的渗透率分布。从图7(b)中可以看出,8个部分中只有3个部分是含有孔隙的,其余部分的渗透率值都为0。假设多孔介质在 x, y, z 方向上网格的个数分别用 i, j, k 来表示。当 i 取 $1:32, y$ 取 $1:32, z$ 取 $1:32$ 时,作为第1部分,其孔隙度 $\varphi=0.045$,局域孔隙的比表面积 $S_{\text{H}}=0.036\text{ }\mu\text{m}^{-1}$,孔隙弯曲度 $\tau_1=2.9541$,方形截面的形状因子 $f=1.78$,因此第1部分的等效渗透率 $k_1=0.0134\text{ }\mu\text{m}^2$,那么第1部分所有网格的渗透率为 $0.0134\text{ }\mu\text{m}^2$ 。当 i 取 $1:32, y$ 取 $1:32, z$ 取 $33:64$ 时,作为第2部分,其孔隙度 $\varphi_2=0.0084$,局域孔隙的比表面积 $S_{\text{H}}=0.0067\text{ }\mu\text{m}^{-1}$,孔隙弯曲度 $\tau_2=1$,方形截面的形状因子 $f=1.78$,因此第2部分的等效渗透率 $k_2=0.0074\text{ }\mu\text{m}^2$,那么第2部分所有网格的渗透率为 $0.0074\text{ }\mu\text{m}^2$ 。当 i 取 $33:64, y$ 取 $1:32, z$ 取 $33:64$ 时,作为第3部分,其孔隙度 $\varphi_3=0.0366$,局域孔隙的比表面积 $S_{\text{H}}=0.0293\text{ }\mu\text{m}^{-1}$,孔隙弯曲

式中, k_i 为沿某个方向的宏观渗透率; A 为沿流动方向模型的横截面积; L 为沿流动方向模型的长度; a 为方形管道边长的一半; l_i 为第 i 截流动管道长度。

度 $\tau_3=3.6736$,方形截面的形状因子 $f=1.78$,因此第3部分的等效渗透率 $k_3=0.0087\text{ }\mu\text{m}^2$,那么第3部分所有网格的渗透率为 $0.0087\text{ }\mu\text{m}^2$ 。模型其余的网格渗透率为0。最后利用重正化近似计算关系式计算得到模型的等效渗透率为 $0.0029\text{ }\mu\text{m}^2$ 。另外,由公式(20)得到的模型等效渗透率为 $0.0031\text{ }\mu\text{m}^2$ 。两种方法计算的理想多孔介质模型渗透率值基本一致。

5.3 实际岩心孔隙结构CT成像数据的应用

采用图1给出的8号岩心样本,共有CT-扫描图像的像素点数据 $200 \times 200 \times 200$,像素分辨率为 $5.68\text{ }\mu\text{m}$,孔隙度为 8.16% ,实验测试得到的渗透率为 $34.23\text{ }\mu\text{m}^2$ 。为了节约运算内存和运算时间,将原始数据进行粗化,采用 $100 \times 100 \times 100$ 剖分网格,利用本文中得到的重正化近似关系计算得到的等效渗透率分别为 $k_x=27 \times 10^{-3}\text{ }\mu\text{m}^2, k_y=26 \times 10^{-3}\text{ }\mu\text{m}^2, k_z=33 \times 10^{-3}\text{ }\mu\text{m}^2$,与实际测试结果相比,对应的模拟结果相对误差分别为 $\varepsilon_x=21.1\%, \varepsilon_y=24.0\%, \varepsilon_z=3.6\%$ 。另外,需要注意的是,由于实验测试没有给出3个方向的渗透率测试结果,认为该岩心基本没有渗透率各向异性,根据CT-扫描像的图像数据反映出近似于各向同性介质。

用图8给出的中高孔隙度和高渗透率的岩心样

本,同样有 CT-扫描图像的像素点数据 $200 \times 200 \times 200$,像素分辨率为 $5.68 \text{ }\mu\text{m}$,孔隙度为 20.42%,实验测试得到的渗透率为 $1\,955.75 \times 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$ 。采用 $100 \times 100 \times 100$ 剖分网格及文中的重正化近似关系计算得到的等效渗透率分别为 $k_x = 1\,845.2 \times 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$,

$k_y = 1\,975.5 \times 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$, $k_z = 2\,120.3 \times 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$,与实际测试结果相比,对应的模拟结果相对误差分别为 $\varepsilon_x = 5.7\%$, $\varepsilon_y = 1.0\%$, $\varepsilon_z = 8.4\%$ 。尽管实验测试没有给出 3 个方向的渗透率测试结果,本文中计算结果认为该岩心表现出渗透率的弱各向异性。

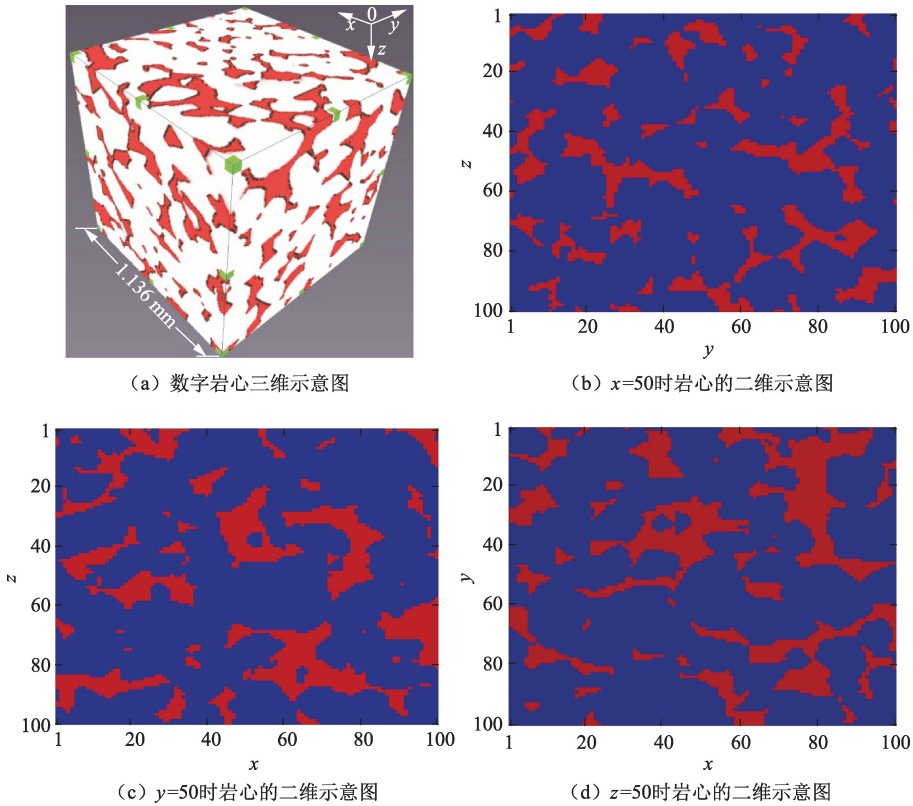


图 8 22 号岩心样本 CT 成像图及 3 个正交方向切片

Fig. 8 CT image of No. 22 core sample and cross-sections in three orthogonal directions

为了进一步验证本文中方法对不同孔渗岩心的适应性,选用了帝国理工官网开源的 3 个数字岩心进行重正化近似计算。图 9 和图 10 中 S_5 和 S_6 砂岩的 CT 扫描图像的像素点数据均为 $300 \times 300 \times 300$ 。前者的像素分辨率为 $5.997 \text{ }\mu\text{m}$,孔隙度为 21.1%;后者的像素分辨率为 $5.1 \text{ }\mu\text{m}$,孔隙度为 24%。图 11 中 C_2 碳酸盐岩的 CT 扫描图像的像素点数据为 $300 \times 300 \times 300$ 。像素分辨率为 $5.345 \text{ }\mu\text{m}$,孔隙度为 16.8%。由于原始图像像素点数据过大,

本文中将原始图像数据进行抽稀,图 9 ~ 11 中的 3 个正交切片为抽稀后的图像,3 块数字岩心抽稀后的图像分辨率分别为 17.991 、 15.3 和 $16.035 \text{ }\mu\text{m}$ 。本文中用重正化近似方法计算了 3 个数字岩心在 3 个正交方向上的等效渗透率,并与给出的格子玻尔兹曼计算的结果进行了对比,如表 1 所示。对比表明本文中方法对砂岩和碳酸盐岩数字岩心估计的渗透率均与格子玻尔兹曼计算结果处于同一量级。

表 1 用重正化近似方法和格子玻尔兹曼方法计算的 3 块数字岩心渗透率结果

Table 1 Permeability results calculated by approximation of renormalization and lattice Boltzmann method for three digital rocks

岩心样本	格子玻尔兹曼计算得到的绝对渗透率			重正化近似方法得到的等效渗透率		
	$K_x / 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$	$K_y / 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$	$K_z / 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$	$k_x / 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$	$k_y / 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$	$k_z / 10^{-3} \text{ }\mu\text{m}^2$
S_5 砂岩	4 578	4 811	4 382	5 881	6 040	2 973
S_6 砂岩	11 142	10 544	10 809	16 795	14 350	13 477
C_2 碳酸盐岩	38	159	18	11	72	2

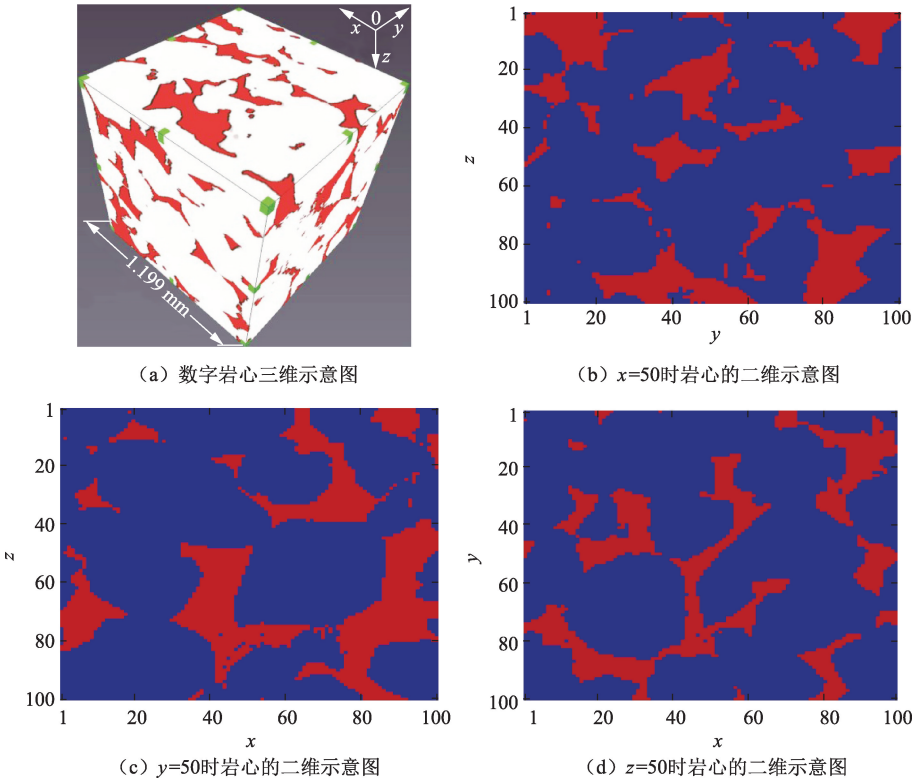


图 9 砂岩 S_5 的 CT 成像图及 3 个正交切片

Fig. 9 CT image of S_5 sandstone and cross-sections in three orthogonal directions

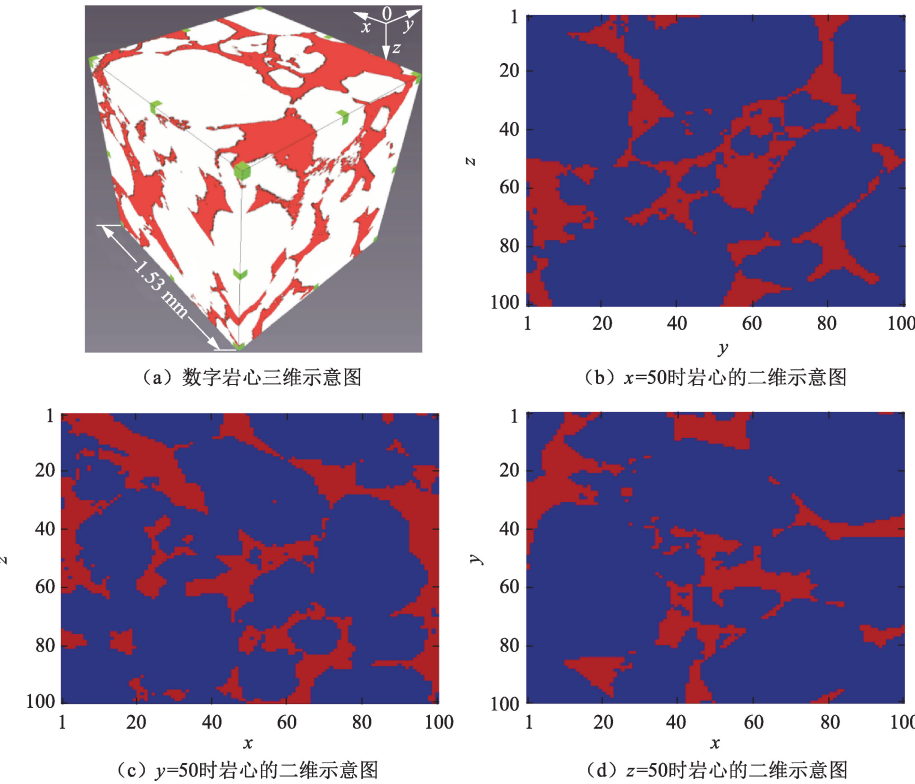


图 10 砂岩 S_6 的 CT 成像图及 3 个正交切片

Fig. 10 CT image of S_6 sandstone and cross-sections in three orthogonal directions

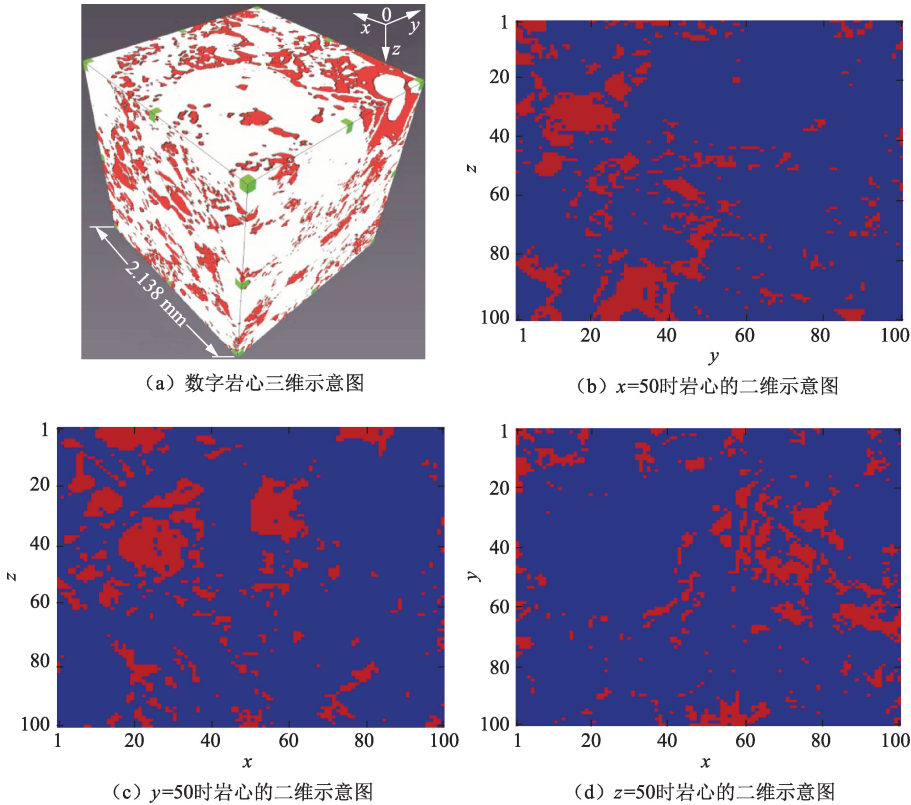


图 11 碳酸盐岩 C_2 的 CT 成像图及 3 个正交切片

Fig. 11 CT image of C_2 carbonate rock and cross-sections in three orthogonal directions

6 结 论

(1) 基于随机棋盘格孔隙介质,采用本文中方法计算的等效渗透率与其他模拟方法及理论的上下限对比可知,本文的三维孔隙介质的重正化等效渗透率近似计算关系具有足够高的精度,对于复杂孔隙介质能给出合理的等效渗透率结果。

(2) 与有限元及有限差分等数值模拟算法相比,该算法无需存储目标区全域剖分单元的系数矩阵,占用较少的计算机资源,也无需求解大型线性代数方程系数矩阵的逆,计算量小,在处理大区域目标体时效率更高。

(3) 所提出的重正化近似计算方法对于所求解问题的最大尺寸仅受限于所能用的计算机时,而不受计算内存限制,而限于并非精确关系,导出的等效渗透率近似计算方法在孔隙结构极端复杂情况下计算误差将增大。

(4) 若相邻网格剖分单元的介质渗透率对比度异常高,则等效渗透率的重正化近似计算关系不能给出正确的结果,因此该方法对于极低孔低渗储层,如泥页岩储层的等效渗透率估算是一个挑战。

参考文献:

[1] BEAR J. Dynamics of fluids in porous media[M]. New York: Dover Publications, 1972.

[2] 李冬冬,张艳玉,孙晓飞,等. 考虑表面扩散的实际状态页岩气表观渗透率新模型[J]. 中国石油大学学报(自然科学版),2018,42(4):82-90.

LI Dongdong, ZHANG Yanyu, SUN Xiaofei, et al. A new model for assessing apparent permeability of shale gas at real gas condition considering surface diffusion[J]. Journal of China University of Petroleum(Edition of Natural Science), 2018,42(4):82-90.

[3] KING P. The use of renormalization for calculating effective permeability[J]. Transport in Porous Media, 1989, 4(1):37-58.

[4] SHABRO V, TORRES-VERD N C, JAVADPOUR F, et al. Finite-difference approximation for fluid-flow simulation and calculation of permeability in porous media[J]. Transport in Porous Media, 2012,94(3):775-793.

[5] ALPAK F O, GRAY F, SAXENA N, et al. A distributed parallel multiple-relaxation-time lattice Boltzmann method on general-purpose graphics processing units for the rapid and scalable computation of absolute permeability from high-resolution 3D micro-CT images[J]. Computational

- Geosciences, 2018, 22(3):815-832.
- [6] 张磊,姚军,孙海,等. 利用格子 Boltzmann 方法计算页岩渗透率[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2014, 38(1):87-91.
- ZHANG Lei, YAO Jun, SUN Hai, et al. Permeability calculation in shale using lattice Boltzmann method[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2014, 38(1):87-91.
- [7] FORMAGGIA L, SCOTTI A, SOTTOCASA F. Analysis of a mimetic finite difference approximation of flows in fractured porous media[J]. ESAIM: Mathematical Modelling and Numerical Analysis, 2018, 52(2):595-630.
- [8] RAOOF A, HASSANIZADEH S M. A new method for generating pore-network models of porous media [J]. Transport in Porous Media, 2010, 81(3):391-407.
- [9] FLANNERY B P, DECKMAN H W, ROBERGE W G, et al. Three-dimensional X-ray microtomography [J]. Science, 1987, 237(4821):1439-1444.
- [10] ROTHMAN D H. Cellular-automaton fluids: a model for flow in porous media [J]. Geophysics, 1988, 53(4):509-518.
- [11] BRYANT S L, KING P R, MELLOR D W. Network model evaluation of permeability and spatial correlation in a real random sphere packing [J]. Transport in Porous Media, 1993, 11(1):53-70.
- [12] SHABRO V, JAVADPOUR F, TORRES-VERD N C. A generalized finite-difference diffusive-advective (FDDA) model for gas flow in micro-and nano-porous media [J]. World Journal of Engineering, 2009, 6(3):7-15.
- [13] KADANOFF L P. Scaling laws for Ising models near T_c [J]. Physics Physique Fizika, 1966, 2(6):263-272.
- [14] DONG H. Micro-CT imaging and pore network extraction [D]. London:Department of Earth Science and Engineering, Imperial College, 2007.
- [15] HILFER R. Local-porosity theory for flow in porous media [J]. Physical Review B, 1992, 45(13):7115.
- [16] BOGER F, FEDER J, SSANG T J, et al. Microstructural sensitivity of local porosity distributions [J]. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 1992, 187(1/2):55-70.
- [17] ISCAN A, KOK M, BAGCI A. Permeability reduction due to formation damage by drilling fluids [J]. Energy Sources, Part A, 2007, 29(9):851-859.
- [18] FAUZI U, HOERDT A, NEUBAUER F. Influence of coordination number and percolation probability on rock permeability estimation [J]. Geophysical Research Letters, 2002, 29(8):78.
- [19] KING P R. The use of renormalization for calculating effective permeability [J]. Transport in Porous Media, 1989, 4(1):37-58.
- [20] YEO I W, ZIMMERMAN R W. Accuracy of the renormalization method for computing effective conductivities of heterogeneous media [J]. Transport in Porous Media, 2001, 45(1):129-138.
- [21] DYKHNE A. Conductivity of a two-dimensional two-phase system [J]. Sov Phys JETP, 1971, 32(1):63-65.
- [22] KARIM M, KRABBEHOFT K. New renormalization schemes for conductivity upscaling in heterogeneous media [J]. Transport in Porous Media, 2010, 85(3):677-690.
- [23] MILTON G W. The theory of composites [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2002:77-85.
- [24] TORQUATO S. Random heterogeneous materials: microstructure and macroscopic properties [M]. New York:Springer Science & Business Media, 2013.
- [25] TORQUATO S, KIM I C, CULE D. Effective conductivity, dielectric constant, and diffusion coefficient of digitized composite media via first-passage-time equations [J]. Journal of Applied Physics, 1999, 85(3):1560-1571.
- [26] GREEN C P, PATERSON L. Analytical three-dimensional renormalization for calculating effective permeabilities [J]. Transport in Porous Media, 2007, 68(2):237-248.
- [27] RUTH D, SUMAN R. The rôle of microscopic cross flow in idealized porous media [J]. Transport in Porous Media, 1992, 7(2):103-125.
- [28] SUMAN R, RUTH D. Formation factor and tortuosity of homogeneous porous media [J]. Transport in Porous Media, 1993, 12(2):185-206.

(编辑 修荣荣)

文章编号:1673-5005(2020)01-0045-08

doi:10.3969/j.issn.1673-5005.2020.01.005

微裂缝对横波衰减影响的实验研究及其在致密砂岩裂缝评价中的应用

蔡 明^{1,2}, 章成广^{1,2}, 韩 闯³, 杨 博^{1,2}, 唐 军^{1,2}, 郑恭明^{1,2}

(1. 长江大学油气资源与勘探技术教育部重点实验室, 湖北武汉 430100; 2. 长江大学地球物理与石油资源学院, 湖北武汉 430100; 3. 中国石油塔里木油田分公司勘探开发研究院, 新疆库尔勒 841000)

摘要:针对致密砂岩储层微裂缝评价问题,采用物理实验手段研究孔隙度不同的 3 组岩心样品在不同裂缝宽度条件下横波的衰减情况,分析微米级裂缝宽度对横波衰减的影响规律,并将其应用于致密砂岩储层裂缝张开度测井评价。根据实验研究结果,建立微裂缝等效宽度与裂缝横波衰减系数之间的关系式。结果表明:横波衰减系数随裂缝宽度的增加有规律地增大;另外,同等裂缝条件下孔隙度较小的岩心样品对应的裂缝横波衰减系数相对更大,且随裂缝宽度变化更快,说明横波衰减系数对微裂缝宽度变化更敏感;由裂缝横波衰减计算的微裂缝等效宽度与电成像解释成果图中显示的裂缝发育程度吻合较好,证实了方法的可行性和正确性。

关键词:致密储层; 裂缝; 横波; 衰减; 测井

中图分类号:P 631.5 **文献标志码:**A

引用格式:蔡明,章成广,韩闯,等.微裂缝对横波衰减影响的实验研究及其在致密砂岩裂缝评价中的应用[J].中国石油大学学报(自然科学版),2020,44(1):45-52.

CAI Ming, ZHANG Chengguang, HAN Chuang, et al. Experimental research of effect of microfracture on shear wave attenuation and its application on fracture evaluation in tight sand formation[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2020,44(1):45-52.

Experimental research of effect of microfracture on shear wave attenuation and its application on fracture evaluation in tight sand formation

CAI Ming^{1,2}, ZHANG Chengguang^{1,2}, HAN Chuang³, YANG Bo^{1,2}, TANG Jun^{1,2}, ZHENG Gongming^{1,2}

(1. Key Laboratory of Exploration Technologies for Oil and Gas Resources, Ministry of Education, Yangtze University, Wuhan 430100, China;

2. College of Geophysics and Petroleum Resources, Yangtze University, Wuhan 430100, China;

3. Exploration and Development Research Institute of Tarim Oilfield Company, PetroChina, Korla 841000, China)

Abstract:To solve micrometer scale fracture evaluation problems, shear wave attenuation coefficients of three core samples with different porosities and fracture widths are studied by physical experimental method. Shear wave attenuation response with micrometer scale fracture width is analyzed, and the results are applied to evaluate crack aperture using logging data in tight sand reservoir. The relationship between the equivalent crack aperture and the shear wave attenuation coefficients has been established according to experimental results. The results show that shear wave attenuation coefficient increases correspondingly with the increasement of crack aperture. In additional, the shear wave attenuation coefficient caused by fracture is inversely proportional to core porosity if the crack aperture is a constant The shear wave attenuation coefficient changes more rapidly with the crack aperture for a core sample with lower porosity, which indicates that the shear wave attenuation is more

收稿日期:2018-10-13

基金项目:国家自然科学基金项目(41274141,41774116);油气资源与勘探技术教育部重点实验室(长江大学)开放基金项目(K2018-03);中国石油科技创新基金项目(2019D-5007-0303)

作者简介:蔡明(1986-),男,讲师,博士,研究方向为声波测井及信号处理方法与应用。E-mail: caiming@yangtzeu.edu.cn。

sensitive to the change of crack aperture in tight sand formation. The application shows that equivalent crack apertures calculated from shear wave attenuation coefficients coincide well with the fracture distribution indicated by the interpretation plot of FMI data, demonstrating the feasibility and robustness of the crack aperture evaluation method based on shear wave attenuation.

Keywords: tight reservoir; fracture; shear wave; attenuation; logging

裂缝测井评价方法主要包括常规测井^[1-5]、成像测井^[2,6-10]、阵列声波测井^[1,5,11-14]和反射声波成像测井评价法^[5,15-16]。常规测井评价法侧重于裂缝的定性评价。成像测井评价法主要是利用微电阻率和超声成像测井资料对井壁裂缝进行定量评价,但成像测井探测深度浅,无法评价裂缝向井外延伸的情况,对裂缝有效性评价效果有待提高^[1,5]。阵列声波测井径向探测深度大,可用于裂缝宽度及其向井外延伸情况的评价,弥补成像测井评价法的不足^[1,5]。但阵列声波测井评价法目前尚不完善,斯通利波一般只用于识别裂缝及裂缝渗透率的评价,偶极横波一般只用于裂缝各向异性参数的评价。为了充分利用阵列声波测井中的横波信息,更好地定量评价裂缝参数和有效性,有必要研究裂缝对横波传播的影响规律。Hudson等^[17-26]从理论、物理实验和数值模拟的角度主要研究了裂缝对纵波波速和衰减以及横波分裂的影响。笔者主要针对致密砂岩储层裂缝定量评价问题,采用物理实验手段研究微米级裂缝对横波衰减的影响规律,并将研究结果用于储层微裂缝张开度测井评价。

1 实验原理

如图1所示,将标准圆柱形岩心样品沿横向切割成相等的两段,横切面抛光磨平,然后将两段岩心对接在一起,并在两端分别安置超声横波发射探头和接收探头(发射探头和接收探头的偏振方向应保持一致,探头和岩心样品之间以高黏度黄油做耦合剂),通过超声脉冲发生接收仪给发射探头施加激励信号使发射探头发出声波信号,声波信号穿过岩心样品被接收探头接收到,并传送至超声脉冲发生接收仪,最后通过高精度信号采集仪(或示波器)采集记录数字化波形信号即得到穿过含裂缝岩心样品的横波波形。

分别测量记录两段岩心直接对接以及对接面之间填充不同厚度PET薄膜(薄膜声学性质和水接近,用于模拟不同宽度裂缝)时的横波波形,并以岩心直接对接(认为此时裂缝宽度为0 m)时的横波前两个周期波形幅度作为参考幅度,分析含不同宽度裂缝岩心样品对应的横波前两个周期波形幅度,可

计算出相应的横波衰减系数,计算公式为

$$\alpha = \frac{1}{l} \lg \left(\frac{A_0}{A} \right). \quad (1)$$

式中, α 为横波衰减系数; l 为对接岩心总长度; A_0 为裂缝宽度为零时测量的横波波形幅度; A 为裂缝宽度不为零时测量的横波波形幅度。

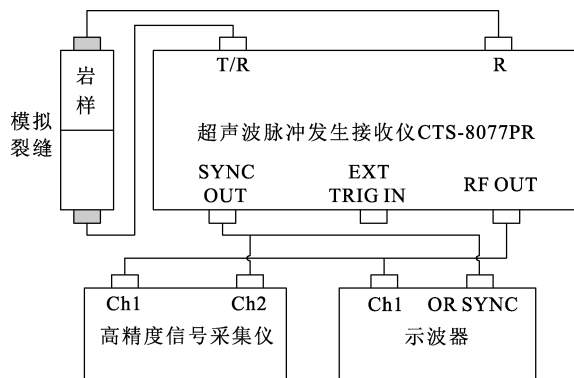


图1 含裂缝岩心实验测量示意图

Fig. 1 Schematic diagram of fractured core acoustic experiment

2 实验装置及测量方法

2.1 实验样品及装置

实验岩心样品包括孔隙度(φ)分别为4.5%、6.3%和7.5%,长度分别为6.83、6.57和6.27 cm的3块圆柱状致密砂岩样品(分别记为 S_1 、 S_2 和 S_3),样品直径均为2.5 cm,均来自塔里木油田库车地区致密砂岩储层。实验测量前先将3块岩心样品沿横向各切割成近似相等的两段(分别标记为 S_{1a} 和 S_{1b} 、 S_{2a} 和 S_{2b} 、 S_{3a} 和 S_{3b}),横切面抛光磨平备用。实验设备包括横波发射探头和接收探头、超声脉冲发生接收仪 CTS_8077PR、高精度信号采集仪、数字示波器 UTC2102CEL、轴向夹持压力定量可调的岩心样品夹持器、不同厚度的PET薄膜、高黏度黄油、双头BNC探头信号源连接线和电子游标卡尺。

2.2 测量方法

将超声横波发射探头和接收探头分别安装在轴向夹持压力定量可调的岩心样品夹持器的两个端口上(探头被紧固在端口上,且发射探头和接收探头的偏振方向应保持一致);然后将 S_{1a} 和 S_{1b} 岩心对接在一起(对接面之间不填充或填充不同厚度的

PET 圆盘状薄膜),并在对接岩心两个端面均匀涂抹高黏度黄油后夹持在发射探头和接收探头之间,调节夹持器的夹持力使岩心两端的压力为 0.8 MPa;再通过超声脉冲发生接收仪给发射探头施加方波脉冲激励信号(主频 200 kHz,幅度 50 V)使发射探头发出声波信号,声波信号穿过岩心样品被接收探头接收到并传送至超声脉冲发生接收仪,最后通过高精度信号采集仪(或示波器)采集记录数字化波形信号即得到穿过含裂缝岩心样品的横波波形。实验在常温条件下进行,实验测量系统如图 2 所示。

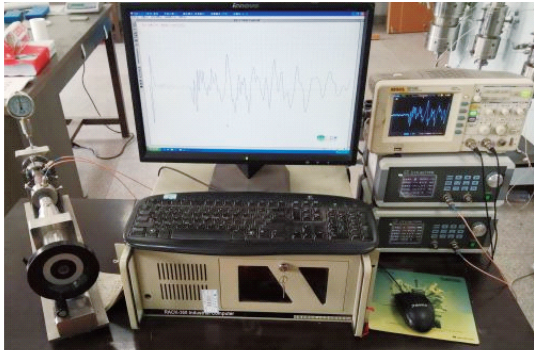


图 2 实验测量系统
Fig. 2 Experimental devices

具体实验测量步骤如下:

- (1) 分别制备厚度为 20、40、60、80、100、120、

140、160、180、200、260、320、380、440 和 500 μm 的 PET 圆盘状薄膜,圆盘薄膜的直径为 2.5 cm。

- (2) 测量并纪录 S_{1a} 和 S_{1b} 岩心直接对接时(认为裂缝宽度为零)的横波波形,期间用游标卡尺测量并记录对接岩心的长度。

- (3) 保持轴向夹持力等实验条件不变,测量并记录 S_{1a} 和 S_{1b} 岩心对接面之间填充不同厚度 PET 圆盘状薄膜时的横波波形,期间用游标卡尺测量并记录对接岩心的长度。

- (4) 重复步骤(1) ~ (3),测量并记录 S_{2a} 和 S_{2b} 以及 S_{3a} 和 S_{3b} 岩心在不同裂缝宽度条件下的横波波形。

3 实验数据处理

实验测量的 S_2 岩心样品在不同裂缝宽度条件下的波形如图 3 所示(图中虚线标示了横波的初至时刻)。由图 3 可以看出,随着裂缝宽度的增大,横波幅度逐渐减小。统计 3 组岩心样品在不同裂缝宽度条件下测量的横波波形幅度,得到归一化横波幅度(横波幅度与裂缝宽度为零时的横波幅度之比)随裂缝宽度变化关系,如图 4 所示。由图 4 可以看出,不同孔隙度的 3 组岩心样品的横波幅度均随裂缝宽度的增加而减小,且裂缝宽度约小于 250 μm 时横波幅度随裂缝宽度变化相对更快。

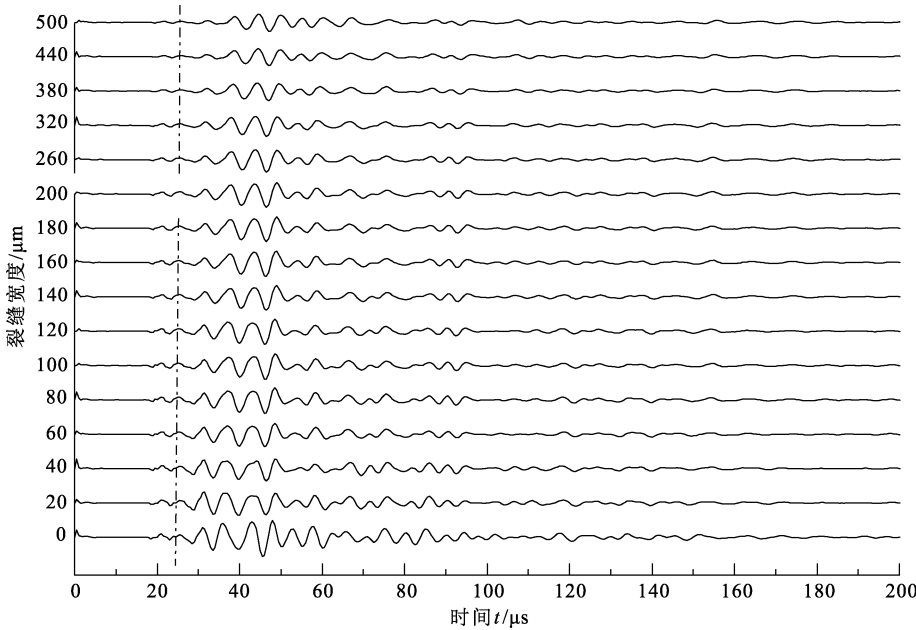


图 3 S_2 样品在不同裂缝宽度条件下测量的横波波形
Fig. 3 Experiment shear waveforms of sample S_2 with different fracture width