

文章编号: 1000-7598-(2012)09-2811-11

含天然气水合物沉积物分解过程的有限元模拟

吴二林, 魏厚振, 颜荣涛, 韦昌富

(中国科学院武汉岩土力学研究所 岩土力学与工程国家重点实验室, 武汉 430071)

摘 要: 温度和压力的变化会引起含天然气水合物沉积物的分解, 其过程伴随着相态转换、孔隙水压力和气压力耗散、热传导、骨架变形等过程的相互耦合作用。基于多孔介质理论建立了描述含天然气水合物沉积物分解过程的数学模型, 考虑了水合物分解产生的水、气流动、水合物相变和分解动力学过程、热传导、骨架变形等过程的耦合作用。基于有限元法, 建立了模拟水合物分解过程的数值模型, 并编制了计算机分析程序。通过对降压法和升温法开采过程的数值模拟, 揭示了在水合物分解过程中沉积物储层的变形、压力、温度等因素的变化规律。结果表明: 降压法和升温法都会导致储层变形以及产生超孔隙压力, 但两种方法作用效果不同; 同时, 水合物分解过程包含渗流及热传导作用。

关 键 词: 含天然气水合物沉积物; 降压法; 升温法; 有限元法

中图分类号: TU 443

文献标识码: A

FEM-based simulation of decomposition process of gas hydrate-bearing sediments

WU Er-lin, WEI Hou-zhen, YAN Rong-tao, WEI Chang-fu

(State Key Laboratory of Geomechanics and Geotechnical Engineering, Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

Abstract: The variation of temperature and pressure may lead to decomposition of gas hydrate in a hydrate-bearing sediment (HBS); meanwhile, several coupling processes are induced, including phase transition, pore water and gas pressures dissipation, heat transfer and skeletal deformation. A mathematical model is developed to describe the decomposition process of gas hydrate-bearing sediments based on the theory of porous media. The model properly considers the coupling effect among pore water/gas flow, phase transition, the kinetic process of hydrate dissociation, heat transfer and the skeletal deformation. Based on the finite element method, a numerical model describing the process of gas hydrate decomposition is developed and a computer program is compiled. Through numerical simulation of both depressurization-based and heating-based production processes, variation of displacement, pore pressures, temperature and other parameters in gas hydrate bearing sediments reservoir are analyzed. The results indicate that reservoir deformation and excess pore pressure are induced by depressurization and heating method with varying degrees, meanwhile, the seepage and heat conduction are contained in the gas hydrate dissociation process.

Key words: gas hydrate bearing sediments; depressurization method; heating method; finite element method

1 引 言

天然气水合物是由甲烷等小分子气体在一定的低温和高压条件下与水分子形成的类冰状化合物, 它一般赋存于深部海底或大陆永久冻土带的沉积物中。天然气水合物被认为是 21 世纪最重要的油气替代能源之一, 具有储量大、能量密度大、分布广的

特点, 因而具有巨大的开发前景^[1]。

天然气水合物的分解是一个多相(水合物固相、沉积物骨架、液相、气相等)、多组分(气体、水、矿物、溶质等)、多场(温度场、化学场、渗流场、力场等)耦合过程。目前, 开采自然界天然气水合物的方法有降压法、升温法、添加抑制剂等方法^[2]。

近年来, 国内外学者在开采水合物数值模拟方

收稿日期: 2011-04-24

基金项目: 国家自然科学基金(No. 41102199); 中国科学院知识创新工程重要方向项目(No. KZCX2-YW-JS108)资助; 岩土力学与工程国家重点实验室前沿领域探索项目(No. SKLQ014)。

第一作者简介: 吴二林, 男, 1984 年生, 博士研究生, 主要从事天然气水合物开采过程中的有关岩土工程方面的研究工作。E-mail: wuerlin08@163.com

通讯作者: 韦昌富, 男, 1966 年生, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事非饱和土力学与多相孔隙介质多场耦合问题的研究工作。

E-mail: cfwei@whrsm.ac.cn

面做了大量研究工作。较早的是 Makogon^[3]假设水合物的降压分解过程类似于固体融化过程,采用经典的 Stefan 问题来描述水合物降压分解。该模型假设水合物分解存在分解前缘,将水合物区分为分解区和未分解区,并假设分解产生的水是静止的,不发生孔压耗散过程,而只考虑气体的流动,且忽略了分解过程吸热的影响。

Yousif^[4]首次将 Kim-Bishnoi 分解动力学引入到模型中来描述 Berea 砂岩中甲烷水合物降压分解过程,考虑质量守恒和能量守恒,并且考虑了水合物分解产生的水、气的流动,用毛细压力来表示水压和气压的差值;同时,在水合物的分解过程中,该模型考虑了气相渗透系数和孔隙度的改变,但该模型假设水合物分解过程是恒温的,这与事实是不相符的。

Tsyppkin^[5]也同样假设了水合物降压分解存在一个分解前缘,建立了一维多相模型,考虑了水、气两相流动以及分解前缘的热平衡和质量守恒,通过使用扰动方法得到了温度和压力分步的近似解。该模型相对于前人的模型来说,考虑了温度变化的影响。

Sun 等^[6]提出了一维非等温模型,考虑了整个水合物区的热平衡、分解动力学以及水、气两相流动。采用热焓的形式来描述整个水合物区域的能量守恒,并通过有限差分方法模拟了多孔介质中的水合物分解过程,同时研究了分解过程中流动、传热和动力学反应等因素的影响。研究表明,在实际生产中降压开采过程主要受气体流动限制,而在实验室研究中,整个过程受分解动力反应所控制。相对于之前的模型,该模型较为全面地考虑了水合物降压分解的各种影响因素。

上述几个具有代表性的模型主要是基于水合物分解过程中岩土介质的质量和能量平衡条件,考虑流体流动、热量传递以及水合物分解内在的动力学反应,重点主要放在产能预测方面,并假设固体骨架是不可压缩的,从而忽视了开采过程中水合物分解带来的力学效应。宁伏龙^[7]重点研究了对水合物地层钻探过程中引起的井壁稳定问题。实际钻井过程中,由渗流导致的孔隙压力的变化会使井壁围岩地层发生变形,地层变形又反作用于流体,使孔隙流体压力发生改变,因而井壁围岩地层的孔隙压力不仅取决于孔隙流体含量的变化,而且还受地层变形的影响,是流体流动和固体变形共同作用的结果,根据井内温度和井深采用流-固耦合理论来计算水合物地层井壁围岩应力分布,进而确定出动态安全

钻井液密度窗口,才能尽可能地减少井壁失稳,保证水合物勘探开发钻井作业活动的顺利进行。

程远方等^[8-9]和沈海超^[10]注意到了水合物分解效应对储层力学性能的影响,天然气水合物藏降压开采时一个多相多组分的非等温物理化学渗流过程,该过程除了多孔介质气、水两相的一般渗流机制外,还包括水合物的相态变化,水合物分解引起的储层物性、力学性质、孔隙压力以及温度变化,此外还有渗流场与固体变形场的耦合作用。采用流-固耦合方法,对水合物藏降压开采过程中储层应力状态以及物性参数动态变化规律进行研究,结果表明,水合物分解效应、流-固耦合作用及井眼效应是影响储层应力状态及物性参数 3 个主要因素,其作用机制不同,影响程度和范围各异。

日本学者 Kimoto 等^[11-12]较为全面地考虑了化学场、热场与力场的相互耦合,研究降压法和热力分解法引起的海底边坡的沉降,该模型是目前水合物领域具有指导意义的模型。对水合物的分解采用质量守恒、线动量守恒及能量守恒来描述,质量守恒中考虑了骨架位移,能量守恒中考虑了应力对能量的贡献。对于应力-应变本构关系,主要还是从非饱和土理论出发,采用了黏弹塑性模型来考虑应力-应变关系,本构模型中还考虑了基质吸力和水合物饱和度的影响。研究结果表明,由于水合物分解引起骨架有效应力的改变以及水合物对骨架颗粒间黏结效应的丧失,从而导致海底边坡的沉降,并且降压法开采导致的沉降量要大于升温法。

本研究基于前人的研究成果,综合考虑了温度场、渗流场、力场耦合作用,并采用弹性应力-应变关系,利用自主研发的有限元程序,分析了降压法和升温法开采引起含水合物沉积物储层的位移、压力、温度等相关因素的变化规律。

2 理论模型

2.1 基本假设

一般地,含天然气水合物沉积物由 4 种不混溶的物质构成,包括沉积物骨架 (s) 和气水合物 (h) 两种固态物质、水溶液 (w) 和气体 (g) 等;每种物质包含有一种或两种甚至多种组分,如水分子、气体分子、矿物、其他溶质等。为简单起见,本文只考虑存在水分子、气体分子及矿物等 3 种组分的情况,并假定孔隙溶液是一种纯净液态水,气体是一种成分单一的天然气,固体矿物不发生溶解,孔隙水蒸发和凝固过程可以忽略。在上述假设下,环境条件的变化只会在含天然气水合物地层中诱发渗流、热

传导、变形以及气水合物的生成与分解等过程。

由于气水合物相对于沉积物骨架的运动非常缓慢且其幅度也很小, 因此, 为方便起见, 本文假设气水合物与固体骨架一起运动, 即 $\mathbf{v}^h = \mathbf{v}^s$, 这里, \mathbf{v}^h 和 \mathbf{v}^s 分别是气水合物和固体骨架的速度。把水合物相和固体骨架当成某一混合相 (sh) 来处理, 简化后, 模拟介质由三相组成: 水相、气相、混合相, 孔隙中只存在水、气流动作用, 只需要一条土-水特征曲线来描述水气作用。

体积分数 n^α 表示某一相的体积 V^α 与总体积 V 之比:

$$n^\alpha = \frac{V^\alpha}{V} \quad (1)$$

式中: α 可以为水相、气相和混合相, 即可用 w、g、sh 表示。

$$\sum_{\alpha} n^\alpha = 1 \quad (2)$$

由混合定律得

$$n^{\text{sh}} \rho^{\text{sh}} = n^{\text{s}} \rho^{\text{s}} + n^{\text{h}} \rho^{\text{h}} \quad (3)$$

孔隙体积分数为

$$n = 1 - n^{\text{sh}} = n^{\text{w}} + n^{\text{g}} \quad (4)$$

含水饱和度为

$$S_r = \frac{V^{\text{w}}}{V^{\text{w}} + V^{\text{g}}} = \frac{n^{\text{w}}}{n^{\text{w}} + n^{\text{g}}} \quad (5)$$

2.2 平衡方程

在非等温条件下, 基于多孔介质力学理论^[13], 描述含天然气水合物沉积物需要 3 类平衡方程, 即质量平衡方程、线动量平衡方程和能量守恒方程。

2.2.1 质量平衡

$$\frac{D^\alpha}{Dt} (n^\alpha \rho^\alpha) + n^\alpha \rho^\alpha \nabla \cdot \mathbf{v}^\alpha = \dot{m}^\alpha \quad (6)$$

式中: n^α , ρ^α 分别为 α 相的体积分数和质量密度; α 可以为水相、气相和混合相; \mathbf{v}^α 为 α 相的速度;

∇ 为空间梯度算子; $\frac{D^{\text{s}}}{Dt}$ 、 $\frac{D^{\text{h}}}{Dt}$ 、 $\frac{D^{\text{sh}}}{Dt}$ 分别为随固体骨架运动、随水合物相运动和随混合物相运动的

物质导数; \dot{m}^α 为由水合物相变引起的质量变化率。

由于固体骨架相与水合物相一起运动, 故:

$$\frac{D^{\text{s}}}{Dt} () = \frac{D^{\text{h}}}{Dt} () = \frac{D^{\text{sh}}}{Dt} () \quad (7)$$

物质导数满足以下关系:

$$\frac{D^{\text{f}}}{Dt} () = \frac{D^{\text{sh}}}{Dt} () + (\mathbf{v}^{\text{f}} - \mathbf{v}^{\text{sh}}) \cdot \nabla () \quad (8)$$

式中: 上标 f 为孔隙流体 (包括水相和气相)。

流体的达西流速表示为

$$\dot{U}^{\text{f}} = n^{\text{f}} (\mathbf{v}^{\text{f}} - \mathbf{v}^{\text{sh}}) \quad (9)$$

气体密度采用 Peng-Robinson 状态方程计算:

$$\rho^{\text{g}} = \frac{P^{\text{g}} M^{\text{g}}}{ZRT} \quad (10)$$

式中: P^{g} 为气体压力; M^{g} 为气体摩尔质量 (这里特指甲烷气体); Z 为气体压缩指数, 取 0.88; R 为气体常数; T 为温度。

$$\dot{\rho}^{\text{g}} = \frac{M^{\text{g}}}{ZR} \left(\frac{\dot{P}^{\text{g}}}{T} - \frac{P^{\text{g}} \dot{T}}{T^2} \right) \quad (11)$$

式 (10) 除以式 (11), 得

$$\frac{\rho^{\text{g}}}{\dot{\rho}^{\text{g}}} = \frac{\dot{P}^{\text{g}}}{P^{\text{g}}} - \frac{\dot{T}}{T} \quad (12)$$

将式 (8)、式 (9) 和式 (12) 代入式 (6), 并假设骨架不可压缩、液体体积模量恒定, 分别得出混合物相加液相、混合物相加气相的质量平衡关系式:

$$n^{\text{w}} \dot{u}_{i,i}^{\text{sh}} + \dot{n}^{\text{w}} + n^{\text{w}} \frac{\dot{\rho}^{\text{w}}}{\rho^{\text{w}}} + \dot{U}_{i,i}^{\text{w}} + \frac{1}{\rho^{\text{w}}} \dot{U}_i^{\text{w}} \rho_i^{\text{w}} - \frac{\dot{m}^{\text{w}}}{\rho^{\text{w}}} = 0 \quad (13)$$

$$(1 - n^{\text{w}}) \dot{u}_{i,i}^{\text{sh}} - \dot{n}^{\text{w}} + \frac{n - n^{\text{w}}}{P^{\text{g}}} \dot{P}^{\text{g}} - \frac{n - n^{\text{w}}}{T} \dot{T} + \dot{U}_{i,i}^{\text{g}} + \frac{1}{\rho^{\text{g}}} \dot{U}_i^{\text{g}} \rho_i^{\text{g}} - \frac{\dot{m}^{\text{g}}}{\rho^{\text{g}}} - \frac{\dot{m}^{\text{h}}}{\rho^{\text{sh}}} = 0 \quad (14)$$

2.2.2 线动量平衡

对于液体, 有

$$\nabla P^{\text{w}} - \rho^{\text{w}} b^{\text{w}} + \rho^{\text{w}} \frac{D^{\text{w}} \mathbf{v}^{\text{w}}}{Dt} = -\mu^{\text{w}} (\mathbf{v}^{\text{w}} - \mathbf{v}^{\text{sh}}) \quad (15)$$

式中: P^{w} 为液体压力; b^{w} 为液体重力加速度; μ^{w} 为液体的动力黏滞系数。

对于气体, 有

$$\nabla P^{\text{g}} - \rho^{\text{g}} b^{\text{g}} + \rho^{\text{g}} \frac{D^{\text{g}} \mathbf{v}^{\text{g}}}{Dt} = -\mu^{\text{g}} (\mathbf{v}^{\text{g}} - \mathbf{v}^{\text{sh}}) \quad (16)$$

式中: P^{g} 为气体压力; b^{g} 为气体重力加速度; μ^{g} 为气体的动力黏滞系数。

对于混合物, 有

$$n^{\text{sh}} \rho^{\text{sh}} \frac{D^{\text{sh}} \mathbf{v}^{\text{sh}}}{Dt} + n^{\text{w}} \rho^{\text{w}} \frac{D^{\text{w}} \mathbf{v}^{\text{w}}}{Dt} + n^{\text{g}} \rho^{\text{g}} \frac{D^{\text{g}} \mathbf{v}^{\text{g}}}{Dt} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \rho b = 0 \quad (17)$$

式中: $\boldsymbol{\sigma}$ 为总的柯西应力张量。

将式 (8)、(9) 代入式 (15) ~ (17), 由于对流项和对流加速度项不是很重要, 而且会带来数值稳定性问题^[14], 故忽略, 得出线动量平衡方程的有限元格式为

$$\dot{U}_i^w = -\xi_{ij}^w (P_{,j}^w - \rho^w b_j + \rho^w \dot{u}_j^{\text{sh}}) \quad (18)$$

$$\dot{U}_i^g = -\xi_{ij}^g (P_{,j}^g - \rho^g b_j + \rho^g \dot{u}_j^{\text{sh}}) \quad (19)$$

$$\rho \ddot{u}_i^{\text{sh}} - \sigma_{ij,j} - \rho b_i = 0 \quad (20)$$

$$\xi_{ij}^w = K_{ij} \frac{K^{\text{rw}}}{\mu^w}, \quad \xi_{ij}^g = K_{ij} \frac{K^{\text{rg}}}{\mu^g} \quad (21)$$

$$\rho = n^{\text{sh}} \rho^{\text{sh}} + n^w \rho^w + n^g \rho^g \quad (22)$$

式中: ξ_{ij}^w 、 ξ_{ij}^g 为经验系数, 它与非饱和孔隙介质的渗透性有关; K_{ij} 为介质的绝对渗透率张量; K^{rw} 、 K^{rg} 分别为液相和气相的相对渗透率, 是其对应组分的饱和度的函数; ρ 为介质的总质量密度。

2.2.3 能量守恒

在考虑热传导、对流以及外界能量补给等因素的条件下, 忽略动能、热辐射的影响, 并假设水合物发生分解反应过程特征时间远小于热传导特征时间, 故能量守恒方程的形式如下:

$$(\rho c)^e \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda^e \nabla T) - \nabla \cdot [(\rho^w \dot{U}^w c^w + \rho^g \dot{U}^g c^g) T] + Q_h \quad (23)$$

$$(\rho c)^e = \sum n^\alpha \rho^\alpha c^\alpha \quad (24)$$

$$\lambda^e = \sum n^\alpha \lambda^\alpha \quad (25)$$

$$Q_h = -\frac{m_h (56\,599 - 16.744T)}{M_h} \quad (26)$$

式中: c^α 为 α 相的比热; λ^α 为 α 相的热传导系数; 这里 α 表示为固相、气水合物、水相、气相, 即 s、h、w、g; Q_h 为甲烷水合物的分解热^[10, 15]。

式 (23) 左边表示系统内能的变化, 右边第 1 项表示热传导对系统能量的贡献, 第 2 项表示水、气流动所携带的能量, 第 3 项代表热源, 这里特指水合物分解所吸收的热量。

2.3 本构方程

2.3.1 应力-应变关系

弹性本构关系可以表示为

$$\sigma'_{ij} = \mathbf{D}_e \varepsilon_{ij} \quad (27)$$

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - P^e \delta_{ij} + S_r P^e \delta_{ij} \quad (28)$$

式中: σ'_{ij} 为有效应力; σ_{ij} 为总应力; P^e 为基质吸力; δ_{ij} 为 Kronecker 符号; \mathbf{D}_e 为弹性本构矩阵, 对于各向正交同性体, 独立弹性材料常数只有 2 个, 用弹性模量 E 和泊松比 ν 表示。

2.3.2 土-水特征曲线 (SWCC)

土-水特征曲线描述多孔介质中的含水率或饱和度随着基质吸力的变化规律, 这里引用的是 1980 年的 VG 模型。

$$\frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r} = \frac{1}{\left[1 + (\alpha P^e)^n\right]^m} \quad (29)$$

式中: θ 为体积含水率; θ_s 为饱和体积含水率; θ_r 为残余含水率; α 、 n 、 m 均为 VG 模型参数。

2.3.3 相平衡模型

甲烷水合物、水和甲烷气体三相系统的相平衡采用 Makogon^[16] 的模型计算, 表达如下:

$$\lg_{10} P_c = 0.034\,2(T - 273.15) + 0.000\,5(T - 273.15)^2 + 6.480\,4 \quad (30)$$

式中: P_c 为当前温度下的平衡压力。

2.4 辅助方程

采用 Kim-Bishnoi^[17] 建立的水合物降压分解动力学模型, 表达如下:

$$\dot{m}^g = K^{\text{rd}} M^g A^{\text{dec}} (f^e - f^g) \quad (31)$$

式中: \dot{m}^g 为单位体积产气率; K^{rd} 为水合物分解速率常数, 是温度的函数 (计算公式见式 (32)); M^g 为甲烷气体的摩尔质量; A^{dec} 为单位体积水合物分解总表面积; f^e 为相平衡时甲烷气体的逸度; f^g 为当前压力时甲烷气体的逸度 (通常情况下可用压力来代替逸度)。

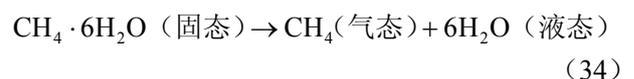
$$K^{\text{rd}} = K_d^0 \exp\left(\frac{\Delta E}{RT}\right) \quad (32)$$

式中: K_d^0 为水合物本征分解速率常数; ΔE 为反应活化能。

$$A^{\text{dec}} = n^h A^{\text{HS}} \quad (33)$$

式中: A^{HS} 为单位体积水合物比表面积。

这里水合物数取 6, 水合物分解反应式如下:



根据式 (34)，可得

$$\dot{m}^h = -7.75\dot{m}^g, \dot{m}^w = -6.75\dot{m}^g \quad (35)$$

以上为模型中的基本方程(式(6)、(17)、(23)、(27) ~ (30))，包括质量平衡方程、线动量平衡方程、能量守恒方程以及本构方程，未知数有 u^{sh} 、 P^w 、 P^g 以及 T ，4 个方程可以求解 4 个未知变量，得到了对含天然气水合物沉积物分解问题的闭合的数学描述。

3 数值模型

3.1 问题的数学表述

以 Ω 表示所要讨论的多孔介质区域，其边界以 Γ 表示。所需要解决的问题表述为：在给定初始条件的情况下，求解任意时刻满足以下 5 个条件的骨架位移 u^{sh} 、液体压力 P^w 、气体压力 P^g 、温度 T 。

(1) 控制方程：式(13)、(14)、(20)和式(23)~(26)。

(2) 本构方程：式 (27) ~ (30)。

(3) 辅助方程：式 (31) ~ (35)。

(4) 边界条件

①自然边界条件

$$\left. \begin{aligned} n_i(-\rho^w U_i^w c^w - \rho^g U_i^g c^g + \lambda^c T_{,i}) &= \bar{q}(t) \text{ on } \Gamma_q \\ \sigma_{ij} n_j &= \bar{t}_i(t) \text{ on } \Gamma_\sigma \\ \dot{U}_i^g n_i &= \bar{V}_n^g(t) \text{ on } \Gamma_{vg} \\ \dot{U}_i^w n_i &= \bar{V}_n^w(t) \text{ on } \Gamma_{vw} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

②基本边界条件：

$$\left. \begin{aligned} u_i &= u_i(t) \text{ on } \Gamma_u \\ P^w &= \bar{P}^w(t) \text{ on } \Gamma_{\sigma w} \\ P^g &= \bar{P}^g(t) \text{ on } \Gamma_{\sigma g} \\ T &= \bar{T}(t) \text{ on } \Gamma_T \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

(5) 初始条件：

在 $t=0$ 时刻，以下这些参数必须已知：

$$\left. \begin{aligned} u_i &= u_i^0, P^g = P_0^g, n = n^0 \\ S_r &= S_r^0, T = T^0, n^h = n_0^h \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

上述问题可利用有限元法求解，为了得到上述问题的弱形式，从而建立相应的有限元模型，首先要定义以下空间：

①解向量空间

$$\left. \begin{aligned} \ell_\phi^{sh} &= \left\{ \phi_i^{sh} \in H^1 \mid \phi_i^{sh} = \bar{u}_i(t) \text{ on } \Gamma_u \right\} \\ \ell_P^w &= \left\{ \beta^w \in H^1 \mid \beta^w = \bar{P}^w \text{ on } \Gamma_{\sigma w} \right\} \\ \ell_P^g &= \left\{ \beta^g \in H^1 \mid \beta^g = \bar{P}^g \text{ on } \Gamma_{\sigma g} \right\} \\ \ell_T &= \left\{ \beta^T \in H^1 \mid \beta^T = \bar{T} \text{ on } \Gamma_T \right\} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

②权函数空间

$$\left. \begin{aligned} W_\phi^{sh} &= \left\{ \mu^{sh} \in H^1 \mid \mu^{sh} = 0 \text{ on } \Gamma_u \right\} \\ W_P^w &= \left\{ \eta^w \in H^2 \mid \eta^w = 0 \text{ on } \Gamma_{\sigma w} \right\} \\ W_P^g &= \left\{ \eta^g \in H^3 \mid \eta^g = 0 \text{ on } \Gamma_{\sigma g} \right\} \\ W_T &= \left\{ \eta^T \in H^4 \mid \eta^T = 0 \text{ on } \Gamma_T \right\} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

假设这些函数满足以下所有运算中所需要的可微性和可积分性，式(13)、(14)、(20)和式(23)~(26)两端分别乘以相应的权函数，对于二阶导数，可利用格林公式进行降阶，对区域 Ω 和边界 Γ 求积，可得以下弱表达式：

$$\begin{aligned} &-\int_\Omega \mu_{i,j}^{sh} \sigma_{ij} d\Omega + \int_{\Gamma_\sigma} \mu_i^{sh} \bar{t}_i(t) d\Gamma + \int_\Omega \rho \mu_i^{sh} b_i d\Omega - \\ &\int_\Omega \rho \mu_i^{sh} \ddot{\phi}_i^{sh} d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} &\int_\Omega \rho^w \eta_{,i}^w \xi_{ij}^w \ddot{\phi}_j^{sh} d\Omega + \int_\Omega \alpha_{ww} \eta^w \dot{\beta}^w d\Omega + \int_\Omega \alpha_{wg} \eta^w \dot{\beta}^g d\Omega + \\ &\int_\Omega \alpha_{wu} \eta^w \dot{\phi}_{i,i}^{sh} d\Omega + \int_\Omega \eta_{,i}^w \xi_{ij}^w P_{,j} d\Omega - \int_\Omega \rho^w \eta_{,i}^w \xi_{ij}^w b_j d\Omega + \\ &\int_{\Gamma_{vw}} \eta^w \bar{V}_n^w d\Gamma - \int_\Omega \eta^w \frac{\dot{m}^w}{\rho^w} d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (42)$$

式中： $\alpha_{wu} = n^w + \frac{\partial n^w}{\partial \varepsilon_v}$ ， $\alpha_{ww} = \frac{n^w}{K^w} - \frac{\partial n^w}{\partial S}$ ， $\alpha_{wg} = \frac{\partial n^w}{\partial S}$ 。

$$\begin{aligned} &\int_\Omega \rho^g \eta_{,i}^g \xi_{ij}^g \ddot{\phi}_j^{sh} d\Omega + \int_\Omega \alpha_{gw} \eta^g \dot{\beta}^w d\Omega + \int_\Omega \alpha_{gg} \eta^g \dot{\beta}^g d\Omega + \\ &\int_\Omega \alpha_{gt} \eta^g \dot{\beta}^T d\Omega + \int_\Omega \alpha_{gu} \eta^g \dot{\phi}_{i,i}^{sh} d\Omega + \int_\Omega \eta_{,i}^g \xi_{ij}^g P_{,j} d\Omega - \\ &\int_\Omega \rho^g \eta_{,i}^g \xi_{ij}^g b_j d\Omega + \int_{\Gamma_{vg}} \eta^g \bar{V}_n^g d\Gamma - \int_\Omega \eta^g \left(\frac{\dot{m}^h}{\rho^h} + \frac{\dot{m}^g}{\rho^g} \right) d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (43)$$

式中： $\alpha_{gu} = 1 - n^w - \frac{\partial n^w}{\partial \varepsilon_v}$ ， $\alpha_{gw} = \frac{\partial n^w}{\partial S}$ ， $\alpha_{gg} = \frac{n - n^w}{P^g} -$

$\frac{\partial n^w}{\partial S}$ ， $\alpha_{gt} = \frac{n - n^w}{T}$ 。

$$\begin{aligned} &\int_\Omega \eta^T (\rho c)^e \dot{\beta}^T d\Omega + \int_\Omega \eta_{,i}^T \lambda^e \beta_{,i}^T d\Omega - \int_{\Gamma_q} \eta^T \bar{q} d\Gamma - \\ &\int_\Omega \eta_{,i}^T M_i \beta^T d\Omega - \int_\Omega \eta^T Q_h d\Gamma = 0 \end{aligned} \quad (44)$$

式中: $(\rho c)^e = \sum_{\alpha} n^{\alpha} \rho^{\alpha} c^{\alpha}$, $\lambda^e = \sum_{\alpha} n^{\alpha} \lambda^{\alpha}$, $M_i = \rho^w \cdot$

$$U_i^w c^w + \rho^g U_i^g c^g, \quad Q_h = -\frac{m_h(56\,599 - 16.744T)}{M_h}.$$

3.2 有限元模型

以骨架位移、水压、气压、温度为上述问题的基本未知量,应用 Galerkin 有限元法,可将弱形式表示的式(41)~(44)转换成半离散方程:

$$M_{uu} \ddot{\bar{u}} + K_{uu} \bar{u} + K_{uw} \bar{P}^w + K_{ug} \bar{P}^g + K_{ut} \bar{T} = F_u \quad (45)$$

$$M_{wu} \ddot{\bar{u}} + C_{wu} \dot{\bar{u}} + C_{ww} \dot{\bar{P}}^w + C_{wg} \dot{\bar{P}}^g + K_{ww} \bar{P}^w = F_w \quad (46)$$

$$M_{gu} \ddot{\bar{u}} + C_{gu} \dot{\bar{u}} + C_{gw} \dot{\bar{P}}^w + C_{gg} \dot{\bar{P}}^g + C_{gt} \dot{\bar{T}}^g + K_{gg} \bar{P}^g + K_{gt} \bar{T} = F_g \quad (47)$$

$$M_{tu} \ddot{\bar{u}} + C_{tt} \dot{\bar{T}} + K_{tw} \bar{P}^w + K_{tg} \bar{P}^g + K_{tt} \bar{T} = F_t \quad (48)$$

式中: \bar{u} 、 \bar{P}^w 、 \bar{P}^g 、 \bar{T} 分别为单元节点上的变形矢量、水压、气压和温度; M 、 C 、 K 、 F 分别为质量矩阵、阻尼矩阵、刚度矩阵和广义力矩阵,各矩阵的具体表达式如下:

$$M_{uu}^e = \int_{\Omega_e} \rho N_A N_B \delta_{ij} d\Omega \quad (49)$$

$$M_{wu}^e = \int_{\Omega_e} \rho^w N_{A,i} \xi_{ij}^w N_B d\Omega \quad (50)$$

$$M_{gu}^e = \int_{\Omega_e} \rho^g N_{A,i} \xi_{ij}^g N_B d\Omega \quad (51)$$

$$M_{tu}^e = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^t \alpha_{tu} N_B^t d\Omega = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^t [(\rho^w)^2 \xi_{ij}^w c^w T + (\rho^g)^2 \xi_{ij}^g c^g T] N_B^t d\Omega \quad (52)$$

$$C_{wu}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{wu} N_A^w N_{B,j} d\Omega = \int_{\Omega_e} \left(n^w + \frac{\partial n^w}{\partial \varepsilon_v} \right) N_A^w N_{B,j} d\Omega \quad (53)$$

$$C_{ww}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{ww} N_A^w N_B^w d\Omega = \int_{\Omega_e} \left(\frac{n^w}{K^w} - \frac{\partial n^w}{\partial S} \right) N_A^w N_B^w d\Omega \quad (54)$$

$$C_{wg}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{wg} N_A^w N_B^g d\Omega = \int_{\Omega_e} \left(\frac{\partial n^w}{\partial S} \right) N_A^w N_B^g d\Omega \quad (55)$$

$$C_{gu}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{gu} N_A^g N_{B,j} d\Omega = \int_{\Omega_e} \left(1 - n^w - \frac{\partial n^w}{\partial \varepsilon_v} \right) N_A^g N_{B,j} d\Omega \quad (56)$$

$$C_{gw}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{gw} N_A^g N_B^w d\Omega = \int_{\Omega_e} \frac{\partial n^w}{\partial S} N_A^g N_B^w d\Omega \quad (57)$$

$$C_{gg}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{gg} N_A^g N_B^g d\Omega = \int_{\Omega_e} \left(\frac{n - n^w}{P^g} - \frac{\partial n^w}{\partial S} \right) N_A^g N_B^g d\Omega \quad (58)$$

$$C_{gt}^e = \int_{\Omega_e} \alpha_{gt} N_A^g N_B^t d\Omega = \int_{\Omega_e} \left(\frac{n - n^w}{T} \right) N_A^g N_B^t d\Omega \quad (59)$$

$$C_{tt}^e = \int_{\Omega_e} N_A^t (\rho c)^e N_B^t d\Omega \quad (60)$$

$$K_{uu}^e = \int_{\Omega_e} N_{A,i} D_{ijkl} N_{B,j} d\Omega \quad (61)$$

$$K_{uw}^e = -\int_{\Omega_e} N_{A,i} S_r N_B \delta_{ij} d\Omega \quad (62)$$

$$K_{ug}^e = -\int_{\Omega_e} N_{A,i} (1 - S_r) N_B \delta_{ij} d\Omega \quad (63)$$

$$K_{ww}^e = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^w \xi_{ij}^w N_{B,j}^w d\Omega \quad (64)$$

$$K_{gg}^e = \int_{\Omega_e} \left(N_{A,i}^g \xi_{ij}^g N_{B,j}^g - \frac{N_A^g \xi_{ij}^g P_j^g}{P^g} N_{B,i}^g \right) d\Omega + \int_{\Omega_e} \left(\frac{N_A^g \xi_{ij}^g b_j M}{ZRT} N_{B,i}^g - \frac{N_A^g \xi_{ij}^g \dot{\phi}_j^{sh} M}{ZRT} N_{B,i}^g \right) d\Omega \quad (65)$$

$$K_{gt}^e = \int_{\Omega_e} \left(\frac{N_A^g \xi_{ij}^g P_j^g}{T} N_{B,i}^g - \frac{N_A^g \xi_{ij}^g b_j M P_j^g}{ZRT^2} N_{B,i}^g \right) d\Omega + \int_{\Omega_e} \left(\frac{N_A^g \xi_{ij}^g \dot{\phi}_j^{sh} P_j^g M}{ZRT^2} N_{B,i}^g \right) d\Omega \quad (66)$$

$$K_{tw}^e = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^t \alpha_{tw} N_{B,i}^w d\Omega = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^t (\rho^w \xi_{ij}^w c^w T) N_{B,i}^w d\Omega \quad (67)$$

$$K_{tg}^e = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^t \alpha_{tg} N_{B,i}^g d\Omega = \int_{\Omega_e} N_{A,i}^t (\rho^g \xi_{ij}^g c^g T) N_{B,i}^g d\Omega \quad (68)$$

$$K_{tt}^e = \int_{\Omega_e} (N_{A,i}^t \lambda^e N_{B,i}^t - N_{A,i}^t M_i N_B^t) d\Omega \quad (69)$$

$$F_u^e = \int_{\Omega_e} \rho N_A b_i d\Omega + \int_{\Gamma_{\sigma}^e} N_A \bar{t}_i(t) d\Gamma \quad (70)$$

$$F_w^e = \int_{\Omega_e} \rho^w N_{A,i}^w \xi_{ij}^w b_j d\Omega - \int_{\Gamma_{vw}^e} N_A^w \bar{V}_n d\Gamma + \int_{\Omega_e} N_A^w \frac{\dot{m}^w}{\rho^w} d\Omega \quad (71)$$

$$F_g^e = \int_{\Omega_e} \rho^g N_{A,i}^g \xi_{ij}^g b_j d\Omega - \int_{\Gamma_{vg}^e} N_A^g \bar{V}_n d\Gamma + \int_{\Omega_e} N_A^g \left(\frac{\dot{m}^h}{\rho^{sh}} + \frac{\dot{m}^g}{\rho^g} \right) d\Omega \quad (72)$$

$$F_t^e = \int_{\Omega_e} N_A^t Q_h d\Omega + \int_{\Gamma_q^e} N_A^t \bar{q} d\Gamma \quad (73)$$

式中： N_A 、 N_B 、 N_A^w 、 N_B^w 、 N_A^g 、 N_B^g 、 N_A^t 、 N_B^t 分别为固体骨架、水、气和温度的空间形函数，角标 A、B 代表单元的节点号。

因此，需要解决的问题可归结为：在初始条件（式（38））和边界条件（式（36）、（37））给定情况下，通过联合求解方程（式（45）~（48）），从而确定各节点变量 \bar{u} 、 \bar{P}^w 、 \bar{P}^g 和 \bar{T} 。

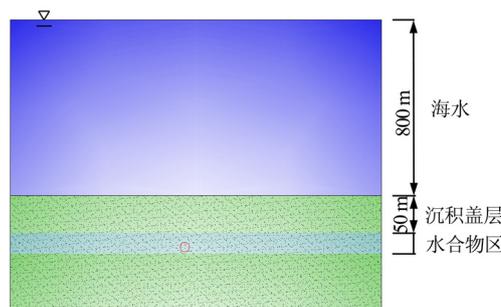
4 数值模拟

上述有限元数值模型的求解过程可以通过自主开发的 U-DYSAC2 程序来实施，该程序可以用来计算多孔介质的准静态问题和动态问题，其有限元格式的空间、时域离散和数值实施及程序的有效性已被 Wei^[18]详细论述，在此不再重复表述。

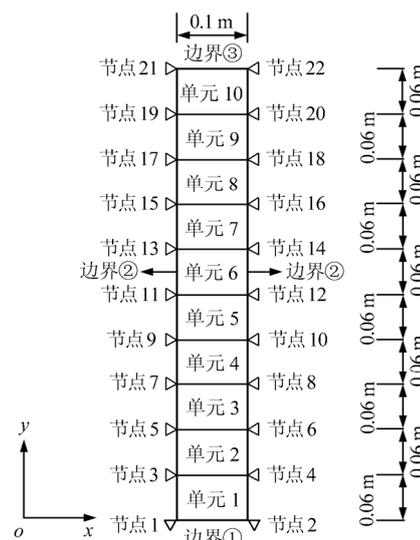
4.1 几何模型、初始条件、边界条件及相关参数

为了验证上述模型的有效性，本节将用一简单的一维模型来模拟 800 m 海水深下含天然气水合物沉积物的分解特性。有限元网格为一维竖向 10 单元的土柱，具体划分见图 1（边界②的支座约束 x 方向位移，边界①的支座同时约束 x 、 y 方向的位移）；初始孔隙比为 0.887，初始含水饱和度为 0.35，初始水合物含量为 0.3，由于孔隙中并不是完全饱和（ $S_r < 1$ ），初始条件下水合物、水、甲烷气体处于三相平衡状态，由三相平衡关系，可假设初始温度为 283.84 K，初始气压为 8.0 MPa；由海水深度以及上覆沉积盖层的厚度可得到模拟介质的初始应力（ y 方向）为 8.5 MPa，所取网格总长相对于整个区域来说已经很小，每个单元的初始应力都可取为 8.5 MPa；本次模型研究的是降压分解（压力从 8.0 MPa 降至 4.0 MPa）和升温分解（温度由 283.84 K 升至 289.84 K），主要考虑边界①的气压、水压降低和温度的升高，导致整个单元系统分解，其边界②没有水、气流动，故该边界没有热流，但边界①、③有水、气流动而且压力固定，故该两边界是有热流的，

具体边界条件见表 1；模拟所用参数参考自墨西哥湾某天然气水合物藏^[10, 19]以及文献[11]，材料的物理力学参数见表 2，土-水特征曲线模型参数见表 3，热力学参数见表 4，分解动力学参数见表 5。相平衡曲线见图 2，路径 1 中边界①的压力随时间变化曲线见图 3，路径 2（见图 2）边界①的温度随时间变化曲线见图 4，土-水特征曲线见图 5。



(a) 水合物藏示意图



(b)有限元网格

图 1 水合物藏示意图及有限元网格
Fig.1 Sketch of hydrate reservoir and finite element mesh

表 1 边界条件

Table 1 Boundary conditions

边界	透水性及水压	透气性及气压	热流或温度
①	透水，压力变化	透气，压力变化	控制温度（路径 1 中温度恒定，路径 2 中温度变化）
②	不透水	不透气	没有热流
③	透水，压力恒定， $P^w = 7.78$ MPa	透气，压力恒定， $P^g = 8.00$ MPa	温度恒定（283.84 K）

表 2 材料的物理力学参数

Table 2 Physico-mechanical parameters of material

骨架密度 ρ^s	水密度 ρ^w	水合物密度 ρ^h	弹性模量 E	泊松比 ν	水体积模量 K_w	水相动力黏滞系数 μ_w	气相动力黏滞系数 μ_g	绝对渗透率 K
$/(g/cm^3)$	$/(g/cm^3)$	$/(g/cm^3)$	/MPa		/MPa	$\mu_w / (kPa \cdot h)$	$\mu_g / (kPa \cdot h)$	$/m^2$
2.70	1.00	0.92	0.5×10^3	0.4	2.2×10^3	0.278×10^{-9}	0.417×10^{-11}	0.08×10^{-12}

4.2 模拟结果分析

4.2.1 降压法

边界①的压力在 5 h 内, 从 8.0 MPa 降低到 4.0 MPa。图 6 为选取的具有代表性的 4 个单元及相应节点的模拟结果。

表 3 土-水特征曲线模型参数

Table 3 Parameters of soil-water characteristic curve

残余含水率	VG 模型参数	
	α / kPa^{-1}	n
S_m		
0	0.005	10

表 4 热力学参数

Table 4 Thermodynamic parameters

比热/(kJ/(kg·K))				热传导系数/(kJ/(h·m·K))			
骨架	水	水和物	甲烷	骨架	水	水合物	甲烷
c^s	c^w	c^h	c^g	λ^s	λ^w	λ^h	λ^g
0.8	4.2	1.6	2.1	5.4	2.16	1.418	0.01206

表 5 分解动力学参数

Table 5 Parameters of dissociation kinetics

水合物本征分解速率 K_d^0	水合物分解反应活化能 ΔE	气体常数 R	比表面积 A^{HS}
/ (mol/(m ² ·Pa·s))	/ (kJ/mol)	/ (kJ/(mol·K))	/ m ⁻¹
8 060	77.33	8.314 4×10 ⁻³	3.75×10 ⁵

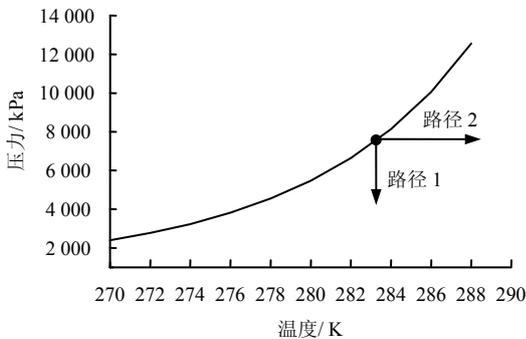


图 2 相平衡曲线

Fig.2 Phase equilibrium curve

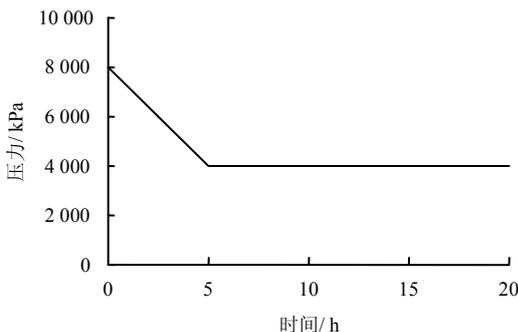


图 3 路径 1 中边界 1 的压力随时间的变化曲线

Fig.3 Pressure of boundary 1 change with time in path 1

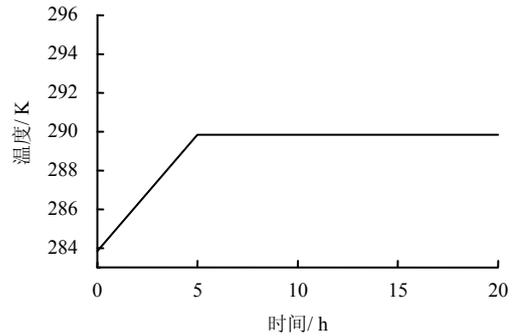


图 4 路径 2 中边界 1 的温度随时间的变化曲线

Fig.4 Temperature of boundary 1 change with time in path 2

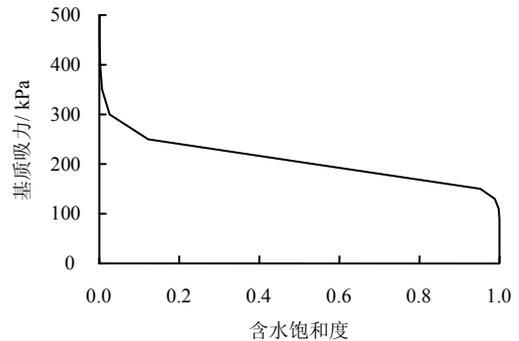


图 5 土-水特征曲线

Fig.5 Soil-water characteristic curve

图 6(a)、(b)分别为单元内气压和水压随时间变化的曲线, 由于气压和水压是同时降低的, 因此, 随着气、水从边界的不断流出, 压力也不断下降, 5 h 后达到稳定, 并且由于压力梯度的关系, 稳定后的压力是由上而下越来越小。这里也可以看到, 边界上的压力变化(见图 3)与单元内部水压和气压变化过程十分相似, 原因在于: 产生的气压和水压的渗透特征时间比水合物分解产生的气压和水压这一过程的反应特征时间要短, 即水合物分解产生的超孔隙压力即可通过渗流作用来释放。

图 6(c)为单元内含水饱和度随时间的变化曲线, 由于水合物在压力降低时发生分解会产生水, 因此, 首先在单元内含水率会随着水合物的分解而逐渐增加, 伴随着分解的完成, 水会通过边界流出, 而后单元内的含水率将会逐渐减小, 直到稳定。同时从图中可以看到, 越是靠近底部, 含水率的增幅会越大, 这是因为靠近底部的水合物由于压降较大导致分解较为剧烈。

图 6(d)为单元内水合物含量随时间变化的曲线。从图 6(a)、(b)中可以看到, 压力是不断降低的, 由于初始的温度和压力所对应的点正好是落在相平衡曲线上, 只要压力下降, 所有单元的水合物就会开始分解, 并且由于压降幅度的大小, 水合物的含

量也是由下而上降低的幅度逐渐减小，并且靠近底部的单元要先于全部分解。

图 6(e)为单元内温度随时间的变化曲线，由于水合物分解是一个吸热反应，随着水合物的分解，将导致温度降低，直至水合物完全分解，单元内和外界将有温度差，热量就会从两端进入单元内部，但这里越是靠近两端的单元温度的降低幅度相对于靠近中部的单元要小，主要是由于中部单元相对于靠近两端的单元受外界热流的影响要小，水合物完全分解之后单元内的温度将会升高，直到达到新的热平衡。

图 6(f)为单元的竖向位移随时间的变化曲线

(负号表示位移向下，即发生沉降)，由于水压、气压的降低，总应力不变的条件下，有效应力增大，骨架将会发生压缩变形，并且对于越靠近底部的单元由于水压、气压的降幅最大，其对应的骨架发生的变形最大，应变（位移与单元高度的比值）也最大，但对于整体单元，由下而上的位移是累加起来的，图中所表现的是越靠近顶部的单元发生的绝对位移越大，之后由于水压、气压的稳定，位移也会趋于稳定。从量纲的角度来看，压力的变化是 10^4 量级，弹性模量是 10^6 量级，单元高度是 10^{-2} 量级，故相应的位移应该是 10^{-4} 量级，而图 6(f)中位移的量级也是 10^{-4} ，这也说明了结果的合理性。

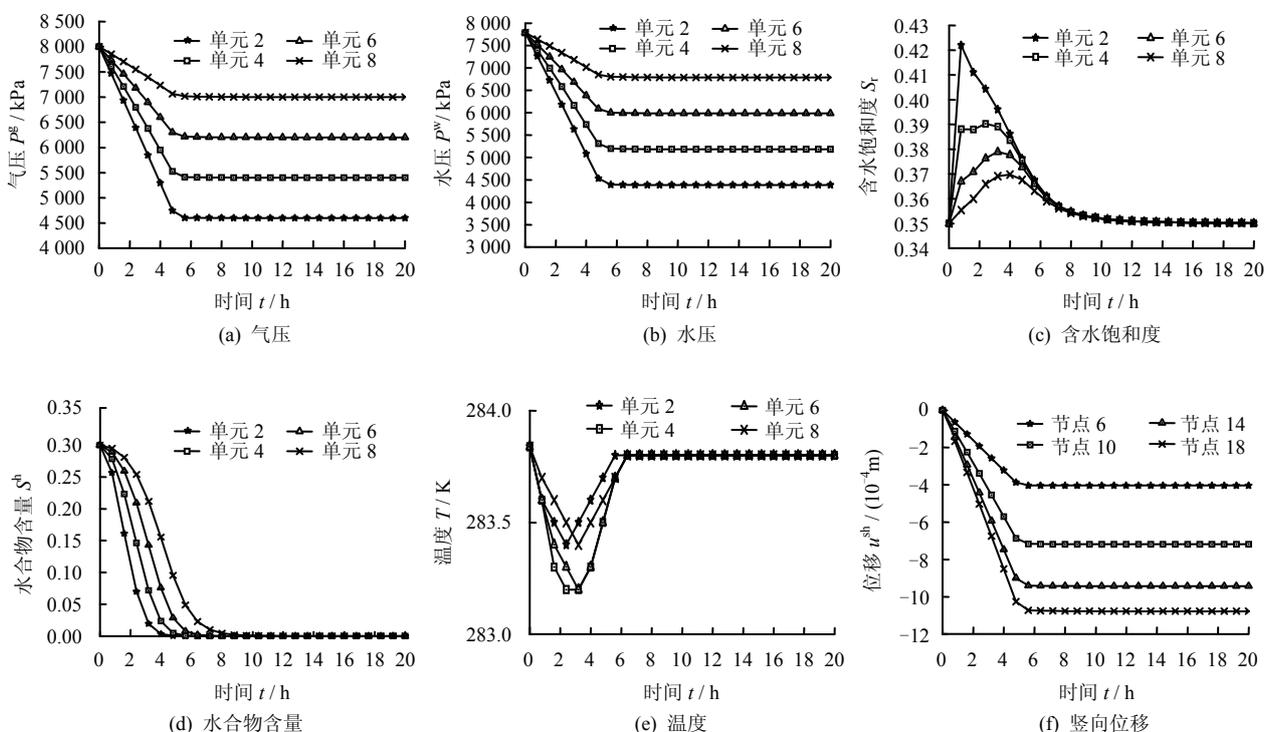


图 6 降压法数值结果

Fig.6 Simulation results for depressurization method

以上为降压法导致水合物分解的模拟结果，包括气压、水压、含水饱和度、水合物含量、温度和竖向位移随时间的变化规律，这些结果与 Kimoto^[11]中降压法所得结果是一致的。

4.2.2 升温法

边界①的温度在 5 h 内，从 283.84 K 升高到 289.84 K，图 7 为选取的具有代表性的 4 个单元及相应节点的模拟结果。

图 7(a)、(b)为单元气压和水压随时间的变化曲线，在降压法中边界压力的降低，对于单元内部来说，压力将有类似可以释放的通道，水合物分解产生超孔隙压力将立刻释放，但在升温法中，由于水

合物分解产生的水和气不能及时排出，在单元内部将产生超孔隙压力，并且由于水、气动力黏滞系数的差异，相对而言，产生的超孔隙水压要大于超孔隙气压；同时由于单元顶部和底部都可以透水，相对而言，中部单元的通透性较差，故其产生的超孔隙水压力也会较大，之后随着气、水逐渐地从边界流出，水压最终会降低并趋于稳定。

图 7(c)为单元内含水饱和度随时间的变化曲线，与降压法中的类似，单元内含水饱和度先上升后下降再趋于稳定，但由于升温法中边界的通透性比降压法中要差，因此，它的增幅也要比降压法中的大，并且中部单元的含水率增幅较大，与图 7(b)

中结果相吻合,也说明了该结果的合理性。

图 7(d)表示单元内水合物含量随时间的变化曲线,由于越靠近底部单元所受温度的影响越大,对应的水合物分解越剧烈,即底部单元水合物先于全部分解完。除了单元 2 外,其余单元全部分解完成的时间相对于降压法中的结果(图 6(d))来说,要稍显推迟,这一结果说明:在一定范围内,压力的影响要大于温度的影响,这一现象与 Kimoto^[11]中的结果类似。

图 7(e)为单元内温度随时间的变化曲线,5 h 后边界①达到 289.84 K,而边界③保持 283.84 K 不变(边界①、边界③见图 1),类似于降压法中压力的分布,在底部和顶部具有温差(6 K)的前提下,温度也是从下至上呈逐渐减小的分布;由能量守恒方程(式(23)~(26))可知,温度受到热传导、水气流动以及水合物分解热这 3 项的共同影响,并且热传导的作用要大于水合物分解热以及水气流动的迭加,因此,在整个过程的初期,温度都呈上升趋势,由下而上,到达稳定的时间逐渐推迟。从图中还可以发现,单元都是先达到一最大值,然后稍微有降低的趋势而达到稳定,并且由上而下这种趋势

逐渐减小,在单元 8 中几乎看不到这种现象,单元 2 在 6 h 左右达到了最大值(289.60 K)。从图 7(d)中可以看到,此时单元 2 的水合物已全部分解,即水合物分解吸热对温度的影响项已不存在,并且之后温度会趋于稳定,这时温度主要受水气流动的影响,由于底部的单元靠近边界,水气流动作用也越大,因此,导致温度的降低较其他单元会明显些。同时,由于热传导的特征时间与边界温度升高的特征时间(见图 4)相当,单元内温度上升趋势与边界温度上升趋势相似。

图 7(f)为单元的竖向位移随时间的变化曲线,由于刚开始所产生的超孔隙水压力很小,可以立刻耗散,有效应力略微变大,单元发生沉降,之后由于水合物的剧烈分解,产生的超孔隙水压力来不及排除,导致有效应力变小,单元发生膨胀,孔隙水压力在达到最大值后会逐渐降低。从式(28)中可以看到,有效应力的改变不仅受到水压、气压的影响,还受到孔隙内含水率的影响,之后随着含水饱和度的不断降低,单元又会逐渐发生沉降。这一过程明显地包含了渗流对变形的影响。

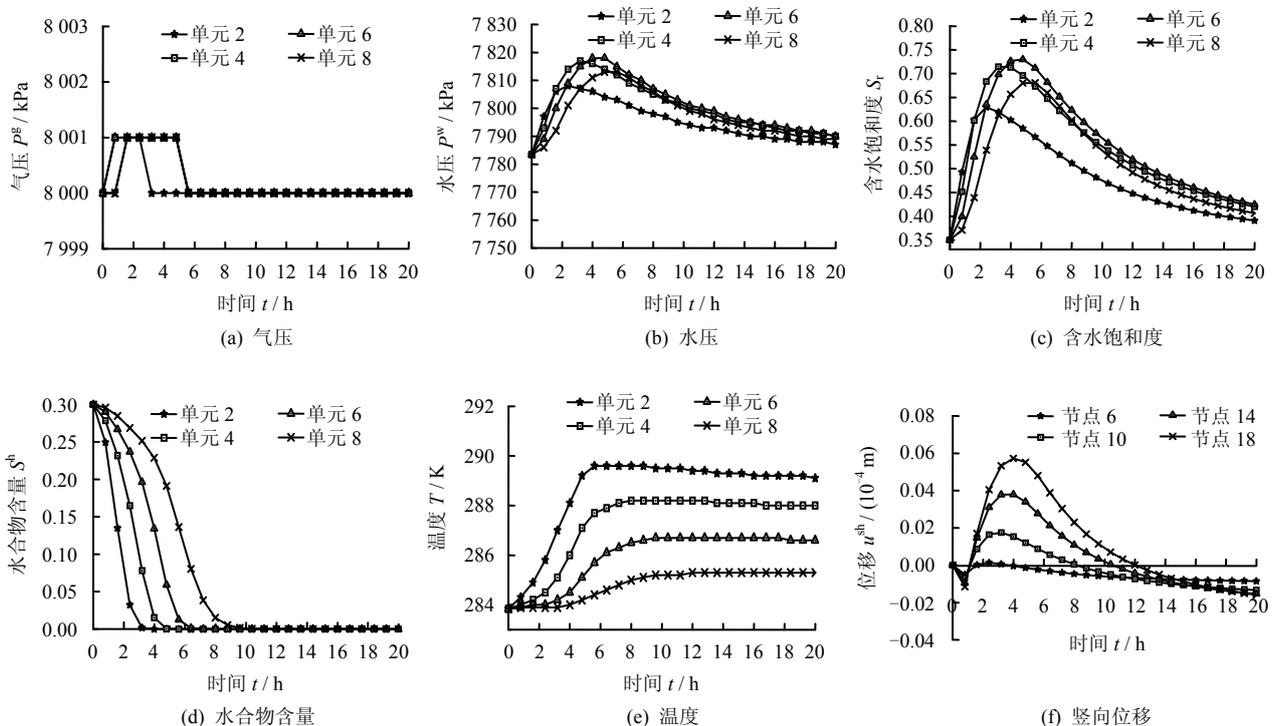


图 7 升温法数值结果

Fig.7 Simulation results for heating method

以上升温法导致水合物分解的模拟结果,这些结果相对于 Kimoto^[11]中升温法所得结果要更加合理和易懂,有助于对含天然气水合物沉积物的分解过程的理解与认识。

5 结论

(1) 外界条件的变化(压力降低、温度升高)将导致水合物发生分解,有效应力将发生变化,沉

积物骨架会发生一定程度的变形, 并且降压法导致的变形要比升温法导致的变形要大。

(2) 水合物分解将导致沉积物孔隙中产生超孔隙压力, 升温法产生的超孔隙压力要高于降压法产生的超孔隙压力。

(3) 随着水合物的分解, 孔隙内含水饱和度会逐渐增加, 随着孔隙水的流动排出, 孔隙内含水饱和度会逐渐降低。

(4) 水合物分解将导致温度的降低, 之后伴随着热传导, 温度又会上升, 传热过程则对于水合物分解很重要, 并且温度场也会受到渗流场的影响。

本次模型采用的是简单的弹性模型, 没有涉及到弹塑性, 并且在分解动力学方程中也是采用简单的逸度, 并没有考虑实际岩土材料所特有的孔隙大小对分解动力学的影响, 在今后的研究中这些将是重点考虑的问题。

参 考 文 献

- [1] 史斗, 孙成权, 朱岳年. 国外天然气水合物研究进展[M]. 兰州: 兰州大学出版社, 1992.
- [2] YOUSIF M H, SLOAN E D. Experimental investigation of hydrate formation and dissociation in consolidated porous media[J]. **Society of Petroleum Engineers Reservoir Engineering**, 1991, 6(4): 452—458.
- [3] MAKOGON Y F. Hydrates of hydrocarbons[M]. Tulsa: Pennwell Books, 1997.
- [4] YOUSIF M H, ABASS H H, SELIM M S, et al. Experimental and theoretical investigation of methane gas hydrate dissociation in porous media[J]. **SPE Reservoir Engineering**, 1991, 6(1): 69—76.
- [5] TSYPKIN G G. Mathematical models of gas hydrates dissociation in porous media[J]. **Annals of the New York Academy of Sciences**, 2000, 912(1): 428—436.
- [6] SUN X, NANCHARY N, MOHANTY K K. 1-D modeling of hydrate depressurization in porous media[J]. **Transport in Porous Media**, 2005, 58(3): 315—338.
- [7] 宁伏龙. 天然气水合物地层井壁稳定性研究[D]. 武汉: 中国地质大学, 2005.
- [8] 程远方, 沈海超, 赵益忠, 等. 多孔介质中天然气水合物降压分解有限元模拟[J]. 中国石油大学学报: 自然科学版, 2009, 33(3): 85—89.
CHENG Yuan-fang, SHEN Hai-chao, ZHAO Yi-zhong, et al. Numerical simulation with finite element method on gas hydrate decomposition by depressurization in porous media[J]. **Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science)**, 2009, 33(3): 85—89.
- [9] 程远方, 沈海超, 赵益忠, 等. 天然气水合物藏开采用性变化的流固耦合研究[J]. 石油学报, 2010, 31(4): 607—611.
CHENG Yuan-fang, SHEN Hai-chao, ZHAO Yi-zhong, et al. Study on fluid-solid coupling of physical variation of gas hydrate reservoirs during natural gas development[J]. **Acta Petrolei Sinica**, 2010, 31(4): 607—611.
- [10] 沈海超. 天然气水合物藏降压开采流固耦合数值模拟研究[D]. 东营: 中国石油大学, 2009.
- [11] KIMOTO S, OKA F, FUSHITA T, et al. A chemo-thermo-mechanically coupled numerical simulation of the deformation the subsurface ground deformation due to methane hydrate dissociation[J]. **Computers and Geotechnics**, 2007, 34(4): 216—228.
- [12] KIMOTO S, OKA F, FUSHITA T. A chemo-thermo-mechanically coupled analysis of ground deformation induced by gas hydrate dissociation[J]. **International Journal of Mechanical Sciences**, 2010, 52(2): 365—376.
- [13] HASSANIZADEH S M, GRAY W G. Thermodynamic basis of capillary pressure in porous media[J]. **Water Resources Research**, 1993, 29(10): 3389—3405.
- [14] ZIENKIEWICZ O C, SHIOMI T. Dynamic behavior of saturated porous media: the generalized Biot formulation and its numerical solution[J]. **International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics**, 1984, 8(1): 71—96.
- [15] MASUDA Y, KURIHARA M, OHUCHI H, et al. A field-scale simulation study on gas productivity of formations containing gas hydrates[C]//Proceedings of the 4th International Conference on Gas hydrates. Yokohama: [s.n.], 2002: 40—46.
- [16] JI C, AHMADI G, SMITH D H. Natural gas production from hydrate decomposition by depressurization[J]. **Chemical Engineering Science**, 2001, 56(20): 5801—5814.
- [17] KIM H C, BISHNOI P R, HEIDEMANN R A, et al. Kinetics of methane hydrate decomposition[J]. **Chemical Engineering Science**, 1987, 42(7): 1645—1653.
- [18] WEI C F. Static and dynamic behavior of multiphase porous media: governing equations and finite element implementation[D]. Oklahoma City: University of Oklahoma, 2001.
- [19] CLARKE M A, BISHNOI P R. Measuring and modeling the rate of decomposition of gas hydrates formed from mixtures of methane and ethane[J]. **Chemical Engineering Science**, 2001, 56(16): 4715—4724.