

高压气井井筒附近地层温度分布计算方法

肖香姣^{1,2}, 姜汉桥¹, 刘曰武³, 王洪峰², 万义钊³, 王小培², 欧阳伟平³

1. 中国石油大学(北京)石油工程教育部重点实验室, 北京 102249
2. 中国石油天然气股份有限公司塔里木油田分公司勘探开发研究院, 新疆库尔勒 841000
3. 中国科学院力学研究所, 北京 100190

摘要 井筒附近温度的变化对高温高压气井的正常生产存在着明显的影响, 塔里木油田高温高压气井的温度变化规律是一个较难解决的问题。为了保证西气东输气源井的正常生产, 本文对该问题进行深入研究, 建立了一种计算高压气井井筒附近温度的模型, 通过有限元计算获得了井筒附近温度的理论曲线; 给出了开关井时温度变化的过程, 分析了热流密度对高压气井井筒附近温度分布的影响规律。根据气井实际数据计算了产层和非产层外井筒附近温度分布状况并进行了相应的分析, 认为产层外井筒附近温度变化比非产层段外井筒附近温度变化幅度小。

关键词 高压气井; 井筒附近; 地层温度; 计算方法; 温度分布

中图分类号 TE33·2

文献标识码 A

doi 10.3981/j.issn.1000-7857.2011.32.002

Computing Method for the Formation Temperature Distribution of High Pressure Gas Well Near Wellbore Layer

XIAO Xiangjiao^{1,2}, JIANG Hanqiao¹, LIU Yuewu³, WANG Hongfeng², WAN Yizhao³, WANG Xiaopei², OUYANG Weiping³

1. Key Laboratory of Petroleum Engineering, Ministry of Education, China University of Petroleum, Beijing 102249, China
2. Research Institute of Exploration and Development, Tarim Oilfield Company, PetroChina Company Limited, Korla 841000, Xinjiang Uygur Autonomous Region, China
3. Institute of Mechanics, Chinese Academia of Sciences, Beijing 100190, China

Abstract The temperature changes near the wellbore of the high temperature and high pressure well have clear influences on the gas production. In the Tarim Oilfield, the regularity of temperature variation near high temperature and high pressure gas well is a quite difficult problem. In order to ensure the normal gas production for the source wells of west to east gas pipeline, this regularity must be in-depth studied. A mathematical model for calculating the temperature near wellbore of high pressure gas well is established. The theoretical temperature curve near the wellbore is obtained by using the finite element method. The temperature changing rule is given during the open and shut down process of gas well. The temperature distribution near the wellbore is investigated by analyzing the heat flux through the wellbore. Calculation is based on actual data of the producing gas layer and non-producing layer, the wellbore temperature distributions around wellbore are analyzed, respectively. The results show that the changing magnitude of formation temperature in the segment of producing layer is smaller than that in the segment of non-producing formation.

Keywords high pressure well; near wellbore region; formation temperature; computing method; temperature distribution

0 引言

塔里木油田的西气东输气源井多为高温高压气井, 井筒

附近地层温度分布直接影响流体的流动性, 即影响单井的产量, 高温高压气井在不同的温度压力条件下气体的高压物性

收稿日期: 2011-09-14; 修回日期: 2011-10-01

基金项目: 国家重大油气专项示范工程项目(2008ZX05046)

作者简介: 肖香姣, 高级工程师, 研究方向为高压气藏及凝析气藏开发, 电子信箱: xiaoxj-tlm@petrochina.com.cn

变化较大,对应的流体流动性差异加大;另一方面,井筒附近地层温度的变化也会影响动态测试资料分析的准确性,不考虑温度变化的影响将会导致资料分析错误,影响开发方案等的科学制定^[1-3]。

为了保证这些气井的合理生产,需要对井筒附近的温度及其变化规律进行深入研究。

研究井筒附近温度分布问题必须首先研究井筒温度分布,井筒温度的分布影响井筒附近温度分布。在气井开发过程中,井筒温度分布以及井筒周围的温度分布均随时间变化^[4]。

井筒附近温度分布研究的困难首先在于井筒温度分布不均匀。随着深度的增加,地层的温度越来越高,在气井的开采过程中由于地层中流体进入井筒,井筒中的流体向上运动,而底部温度高的流体通过热交换使井壁周围的地层温度升高,产生新的温度分布。而在产层中,气体从高压到低压,气体发生膨胀而吸热,故随着流体向井筒渗流,同时也产生了温度的径向热流,使储层产生了新的温度分布^[5-7]。

井筒附近温度分布主要分为产层和非产层温度分布两种对于非产层井筒附近温度分布情况,由于没有流体流动的传质,因此是单一的热传导问题。而对于产层井筒附近温度分布情况,不仅要考虑热传导问题,同时还要考虑流体流动的传质问题。随着气体的产出,产层的压力逐渐下降,形成一个压降漏斗,其控制方程是常用的扩散方程,而对于非产层处,地层压力不会发生太大变化。

本文考虑以上各种因素建立了一种计算高压气井井筒附近温度的模型,通过有限元计算获得了井筒附近温度的理论曲线,给出了开关井时温度变化的过程,分析了热流密度对高压气井井筒附近温度分布的影响规律。根据气田实际数据计算了产层和非产层外井筒附近温度分布的状况并进行了相应的分析,认为产层外井筒附近温度变化比非产层段外井筒附近温度变化幅度小。

1 理论模型

1.1 物理模型

在地层温度分布研究过程中,主要基于以下假设条件:

- (1) 地层为均匀各向同性地层;
- (2) 地层中的传热满足傅立叶热传导定律;
- (3) 在井筒内流体为一维垂向稳定流动;
- (4) 与流动中流体的热对流传热相比,流体垂直方向的热传导可以忽略;
- (5) 井筒与地层之间的径向热流是稳定状态;
- (6) 与水平方向热流相比,地层中垂直方向的热传导可以被忽略;
- (7) 忽略重力作用,不考虑其他物理化学的影响。

1.2 数学模型

在地层中,热量的扩散满足热传导方程^[8]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\rho_s C_s}{\lambda_s} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

其中, T 为储层的温度; λ_s 为储层的导热系数; ρ_s 为储层的密度; C_s 为储层的比热。

内边界条件:

$$Q + \pi r_w^2 \rho_g C_g \frac{\partial T_w}{\partial t} = q \quad (2)$$

其中, r_w 为井筒半径; T_w 为井筒温度; ρ_g 为流体密度; C_g 为流体比热; Q 为单位长度井筒流体改变的热量, q 为单位长度井筒的热通量。

$$q = 2\pi r_w \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_w} \quad (3)$$

外边界条件:

$$T|_{r \rightarrow \infty} = T_{ei} \quad (4)$$

初始条件:

$$T|_{t=0} = T_{ei} \quad (5)$$

其中, T_{ei} 为初始地层温度,℃。

将各物理量无量纲化,温度 $T_D = \frac{2\pi\lambda(T_{ei}-T)}{Q}$, 时间 $t_D = \frac{2\lambda t}{\rho_g C_g r_w^2}$, 半径 $r_D = \frac{r}{r_w}$, 热密度比 $M = \frac{\rho_s C_s}{\rho_g C_g}$, 得到无量纲温度控制方程

$$\frac{\partial^2 T_D}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 T_D}{\partial y_D^2} = \frac{1}{M} \frac{\partial T_D}{\partial t_D} \quad (6)$$

初始条件:

$$T_D(t_D=0) = 0 \quad (7)$$

内边界条件:

$$\left. \frac{\partial T_D}{\partial r_D} \right|_{r_D=1} = -1 + \frac{dT_{Dw}}{dt_D} \quad (8)$$

外边界条件:

$$T_D|_{x_D, y_D \rightarrow \infty} = 0 \quad (9)$$

1.3 有限元方程

利用伽辽金加权余量法,令其权函数为差值函数 $N_i = \alpha_i + b_i x + c_i y (i=1, 2, 3)$, 则有

$$\int_A N_i^e \left(\frac{\partial^2 T_D}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 T_D}{\partial y_D^2} - \frac{1}{M} \frac{\partial T_D}{\partial t_D} \right) dA = 0 \quad (10)$$

其弱解积分方程的形式为

$$\int_A \left(\frac{\partial N_i^e}{\partial x_D} \frac{\partial T_D}{\partial x_D} + \frac{\partial N_i^e}{\partial y_D} \frac{\partial T_D}{\partial y_D} + N_i^e \frac{1}{M} \frac{\partial T_D}{\partial t_D} \right) dA = \int_{\Gamma_n} N_i^e \frac{\partial T_{Dn}}{\partial n} d\Gamma \quad (11)$$

单元压力为 $T_D = T_1^e N_1^e + T_2^e N_2^e + T_3^e N_3^e$, 其中 T_1^e, T_2^e, T_3^e 为单元节点压力值。

$$\int_A \left(\frac{\partial N_i^e}{\partial x_D} \frac{\partial T_D}{\partial x_D} + \frac{\partial N_i^e}{\partial y_D} \frac{\partial T_D}{\partial y_D} \right) dA = \int_A [b_i (T_1^e b_{11} + T_2^e b_{21} + T_3^e b_{31}) + c_i (T_1^e c_{11} + T_2^e c_{21} + T_3^e c_{31})] dA \quad (12)$$

$$\int_A N_i^e \frac{1}{M} \frac{\partial T_D}{\partial t_D} dA = \frac{1}{M} \frac{\partial T_i^e}{\partial t_D} \int_A N_i^e N_i^e dA + \frac{1}{M} \left[\frac{\partial T_2^e}{\partial t_D} \int_A N_i^e N_2^e dA + \frac{\partial T_3^e}{\partial t_D} \int_A N_i^e N_3^e dA \right] \quad (13)$$

其中, $\int_A N_i^e N_j^e dA = \begin{cases} \frac{A}{6} & i=j \\ \frac{A}{12} & i \neq j \end{cases}$; $\frac{\partial T_i}{\partial t_D} = \frac{T_i^{e,n+1} - T_i^{e,n}}{\Delta t_D}$; $\frac{\partial T_{wD}}{\partial n} = 1 - \frac{dT_{wD}}{dt_D}$

$= 1 - \frac{T_{wD}^{n+1} - T_{wD}^n}{\Delta t_D}$; $\int_{\Gamma_n} N_i^e \frac{\partial T_{wD}}{\partial n} dt = \frac{L}{2} \left(1 - \frac{T_{wD}^{n+1} - T_{wD}^n}{\Delta t_D} \right)$ 。L 为内边界两点的距离, 只有当三角形的两个节点落在内边界上且 i 节点在边界上时最后一项才存在。

将上述关系式带入弱解积分方程中得到下列单元方程组:

$$\begin{aligned} & \left(b_i^2 + c_i^2 + \frac{1}{M} \frac{1}{6\Delta T_D} \right) T_i^{e,n+1} + \left(b_i b_j + c_i c_j + \frac{1}{M} \frac{1}{12\Delta T_D} \right) T_j^{e,n+1} \\ & + \left(b_i b_k + c_i c_k + \frac{1}{M} \frac{1}{12\Delta T_D} \right) T_k^{e,n+1} \\ & = \frac{1}{M} \frac{1}{6\Delta T_D} T_i^{e,n} + \frac{1}{M} \frac{1}{12\Delta T_D} T_j^{e,n} + \frac{1}{M} \frac{1}{12\Delta T_D} T_k^{e,n} \\ & + \left(1 - \frac{T_i^{e,n+1} - T_i^{e,n}}{\Delta t_D} \right) \frac{L}{2A} \end{aligned} \quad (14)$$

其中, 面积 $A = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{vmatrix}$; $b_1 = \frac{1}{2A} (y_2 - y_3)$, $b_2 = \frac{1}{2A} (y_3 - y_1)$,

$b_3 = \frac{1}{2A} (y_1 - y_2)$; $c_1 = \frac{1}{2A} (x_3 - x_2)$, $c_2 = \frac{1}{2A} (x_1 - x_3)$, $c_3 = \frac{1}{2A} (x_2 - x_1)$ 。

由单元方程组组装有限元整体系统方程组。求解系统方程组, 即可得到任意网格点 (x, y) 上 n+1 时刻的温度值 T(x, y)。

2 计算结果及分析

2.1 曲线特征

取无量纲生产时间 $t_D = 10^4$, 热密度比 $M = 0.01$, 计算无量纲井筒温度随时间变化曲线如图 1 所示。从图中可看到, 井筒温度变化规律呈漏斗状, 温度变化幅度较小, 与实测数据变化趋势一致。图 2 为地层的温度场分布图, 从图可知, 温度等值线是一系列的同心圆, 说明在距井筒等距离处, 温度相等。

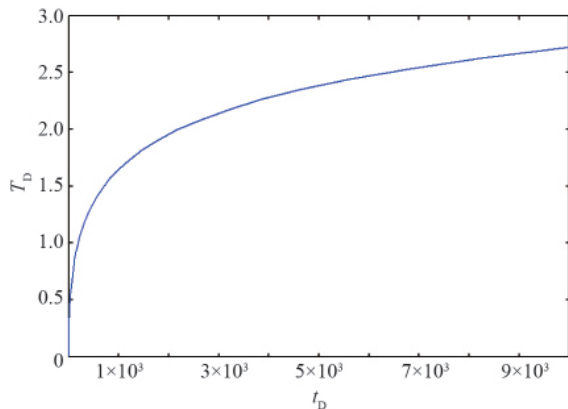


图 1 井筒温度随时间变化曲线

Fig. 1 Curve of wellbore temperature changing with the time

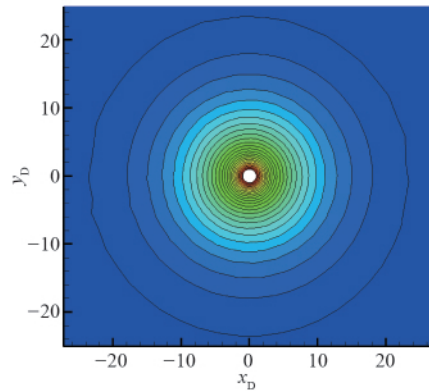


图 2 地层的温度场分布

Fig. 2 Temperature distribution in the formation

2.2 开关井温度变化过程

在开关井条件下, 井底温度先下降, 然后逐渐恢复, 对应的无量纲温度为先上升后下降。取无量纲开井时间 $t_D = 10^6$, 关井时间 $\Delta t = 10^6$, 热密度 $M = 0.04$, 计算结果如图 3 所示。由图可知, 同样的开关井时间下, 温度恢复不到原有的温度。说明温度下降和温度恢复不是一个可逆的过程, 其过程不同。

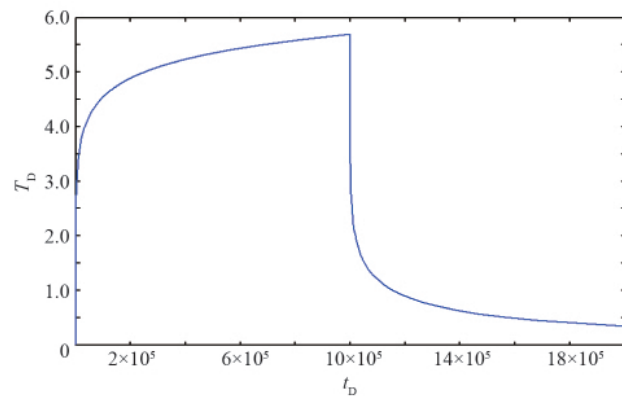


图 3 开关井井底温度变化曲线

Fig. 3 Temperature curve at well bottom during open and shutdown process

图 4 为地层温度下降过程的分布曲线。随着气体的采出, 地层产生了温度的径向热流, 地层温度随着流体流出逐渐下降, 并呈漏斗状扩散。图 5 为地层温度回升过程分布曲线, 由图可知, 回升过程与下降过程不可逆, 井底温度逐渐上升, 而距井筒一段区域处, 温度则继续下降, 但靠近井筒的绝大部分区域内是上升的。另外, 温度回升的速度比下降的速度慢, 如果关井时间足够长, 最后地层温度将达到新的平衡。

2.3 热密度比影响

取热密度比 M 分别为 0.01、0.02、0.04, 生产时间 $t_D = 10^5$, 计算结果如图 6 所示。从计算结果可知, 热密度比越大, 井底温度下降速度越快, 地层温度扩散的速度也越快。这是由于热密度越大, 地层的密度和比热越小, 流体的密度和比热越

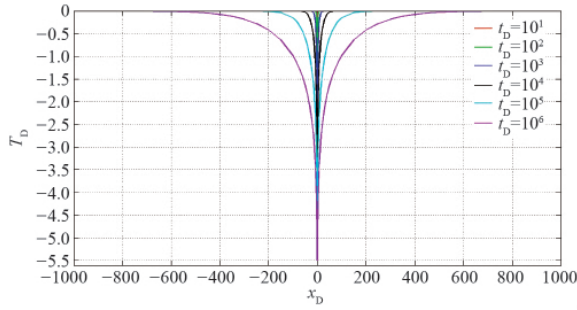


图 4 地层温度下降过程分布曲线

Fig. 4 Profile of formation temperature in the drop-down process

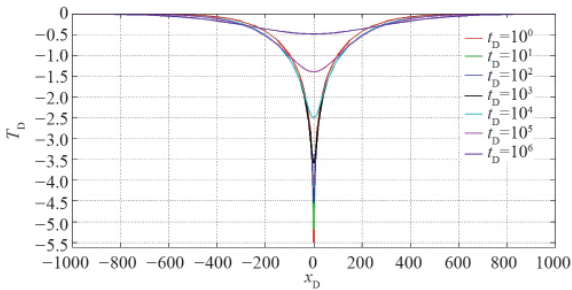


图 5 地层温度回升过程分布曲线

Fig. 5 Profile of formation temperature in the build-up process

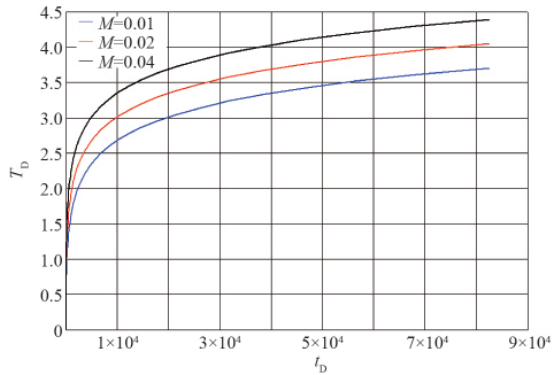


图 6 不同热密度比的影响图

Fig. 6 Effect of thermal density

大, 流体带走的热量越多, 而地层比热越小, 故温度变化的越快, 扩散的速度自然越快。

2.4 无量纲转换

以上分析是井筒附近无量纲温度分布的情况, 其中假定了单位长度井筒流体改变的热量恒定。而在井筒中不同的位置, 其改变的热量不同, 但可基本认为是一个稳定的量。另外, 该热量在产层与非产层上也是有差别的。如图 7 所示, 图 7(a) 表示产层处的热量传递, 产层向井筒传递热量, 而对应的井筒向上端井筒进行传热, 故产层的温度下降; 图 7(b) 表示非产层处的热量传递, 井筒下端有热量传进, 上端有热量传出, 由于井筒下端的温度大于上端温度, 总体井筒是吸热, 这部分的热量大部分传递给地层, 故非产层的温度上升。

要将无量纲转换成有量纲量, 除获取地层和流体产层处的物性参数外, 还要获取单位长度井筒流体改变的热量值,

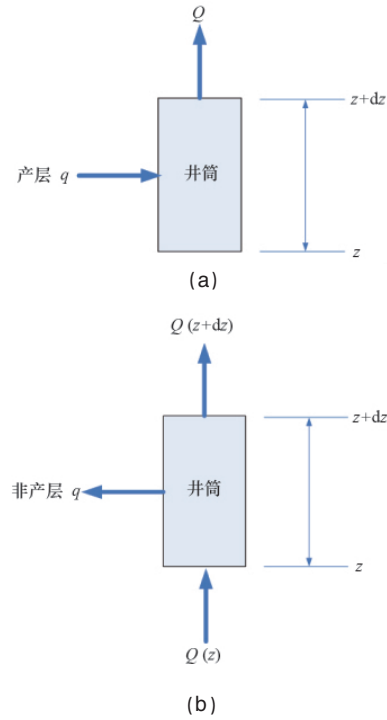


图 7 井筒中热量传递示意图

Fig. 7 Sketch for the heat transmission in the wellbore

即

$$Q = -Q_g \rho_g C_g \frac{\partial T_w}{\partial z} \quad (15)$$

其中, Q_g 为产气量。

由无量纲定义可知, 实际温度为

$$T = T_{ei} + \frac{Q_g \rho_g C_g}{2\pi\lambda} \frac{\partial T_w}{\partial z} T_D \quad (16)$$

时间为

$$t = \frac{\rho_g C_g r_w^2}{2\lambda} t_D \quad (17)$$

井径为

$$r = r_w r_D \quad (18)$$

3 实测井例分析

3.1 产层位置温度及近井筒地层温度分布分析

根据无量纲转换成有量纲的公式以及实测井资料可以获得井筒附近温度随时间变化的大小。以塔里木塔北某井为例, 计算可得到其不同深度下井筒附近的温度分布, 图 8 为该井埋深 4670m 处温度随生产时间的变化曲线。可以看出, 井筒该点处的温度随生产时间逐渐增大, 一开始温度增大的斜率较大, 但斜率随时间逐渐变小。图 9 为生产 10⁴h 的温度分布剖面, 井筒附近的温度较大, 形成一个倒置的漏斗, 说明气体的产出经过该井筒段时, 逐渐将地层加热。

3.2 非产层位置温度及近井筒地层温度分布分析

图 10、图 11 为中部测点温度变化及地层剖面图, 其埋深

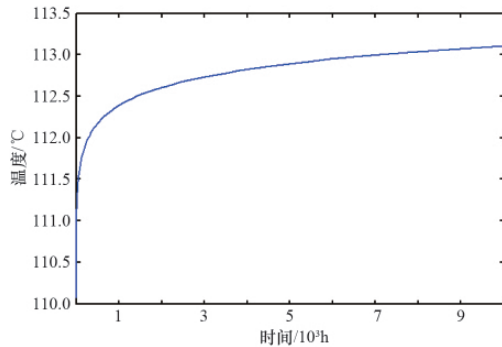


图 8 井筒最深测点温度随生产时间的变化

Fig. 8 Wellbore temperature changing with the production time at the deepest measuring point

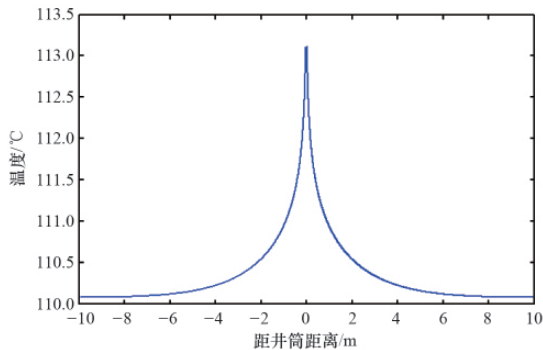


图 9 最深测点地层温度分布剖面图

Fig. 9 Temperature profile in the production formation at the deepest measuring point

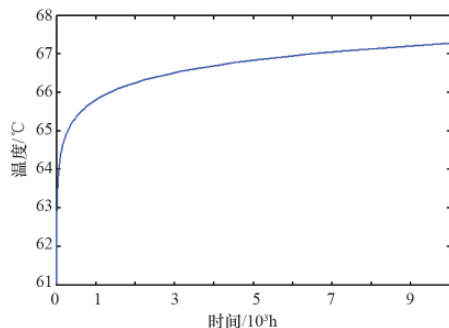


图 10 井筒中部测点温度随生产时间的变化

Fig. 10 Wellbore temperature changing with the production time at the central measuring point

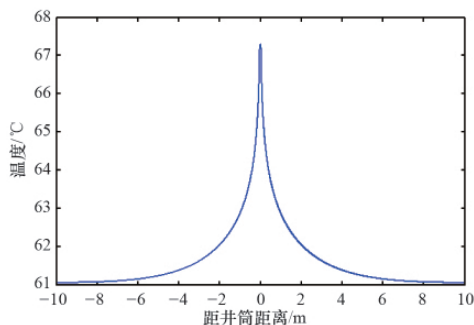


图 11 中部测点地层温度分布剖面图

Fig. 11 Temperature profile in the non-production formation at the central measuring point

为 2335m。井筒该点处的温度比最深测点温度低,但温度变化的幅度要大,最深测点处温度上升了 3.1°C 左右,而井筒 2335m 深处温度上升了 6.2°C 左右。这是由于深度越大,气体与地层的温差越小,传热量也越小,对应温度上升的幅度也越小。此外,从井筒附近温度分布图可知,深度越小,温度传播速度越快,影响地层的半径也越大。

4 结论

(1) 建立了一种计算高压气井井筒附近温度分布的模型,获得了井筒附近温度分布的理论曲线,结果表明温度的理论曲线与压力的理论曲线相似;

(2) 气体在开采时从高压到低压,气体膨胀吸热,使产层的温度缓慢降低,其温度的传播规律同样满足热传导方程,但其扩散的速度明显低于压力扩散的速度,在产层上方的非产层段,由于产出气体的温度高于该段原始地层的温度,温度缓慢上升;

(3) 在生产阶段,非产层地层温度逐渐上升,关井后,地层温度逐渐恢复达到平衡,温度上升过程与温度恢复过程不可逆,且恢复的速度没有上升的快,如恢复时间足够长,地层温度可达到平衡;

(4) 产层外井筒附近温度变化比非产层段外井筒附近温度变化幅度小。

参考文献 (References)

- [1] 张柏年, 廖锐全. 同时预测油井中压力和温度剖面的方法的改进[J]. 江汉石油学院报, 2000, 13(4): 126-128.
Zhang Bonian, Liao Ruiquan. *Journal of Jianghan Petroleum Institute*, 2000, 13(4): 126-128.
- [2] 宋辉. 井筒瞬态温度场研究与应用[J]. 石油钻采工艺, 1994, 16(2): 85-88.
Song Hui. *Oil Drilling & Production Technology*, 1994, 16(2): 85-88.
- [3] 朱德武. 凝析气井井筒温度分布计算[J]. 天然气工业, 1998, 1(14): 62-65.
Zhu Dewu. *Natural Gas Industry*, 1998, 1(14): 62-65.
- [4] 卢德唐, 曾亿山, 郭永存. 多层地层中的井筒及地层温度解析解[J]. 水动力学研究与进展: A 辑, 2002, 17(3): 382-390.
Lu Detang, Zeng Yishan, Guo Yongcun. *Journal of Hydrodynamics: Series A*, 2002, 17(3): 382-390.
- [5] Sukkar Y K, Cornell D. Direct calculation of bottom-hole pressures in natural gas wells[J]. *Petroleum Transactions AIME*, 1955, 204: 43-48.
- [6] Cullender M H, Smith RV. Practical solution of gasflow equations for wells and pipelines with large temperature gradients [J]. *Petroleum Transactions AIME*, 1956, 207: 281-287.
- [7] Aziz K. Ways to calculate gas flow and static head [M]. *Petroleum Engineer*, 1900.
- [8] Orkiszewski J. Predicting two-phase pressure drops in vertical pipe [J]. *Journal of Petroleum Technology*, 1967, 19(6): 829-838.

(责任编辑 刘志远)

《科技导报》“学术争鸣”栏目征稿

“学术争鸣”栏目旨在活跃学术气氛,开展学术讨论,促进学科的深入研究。本栏目欢迎对已发表的学术观点进行质疑,也欢迎广大作者对各领域的科技问题进行开创性的学术探索。在线投稿:www.kjdb.org。