文章编号:1673-5005(2012)02-0141-05

# 基于层间热干扰的多层稠油油藏蒸汽驱 热效率计算模型

杜殿发1.2、侯加根1、师耀利3、刘 如3

(1. 中国石油大学 石油工程学院,北京 102249; 2. 中国石油大学 石油工程学院,山东 青岛 266580; 3. 中国石油 新疆油田分公司,新疆 克拉玛依 834000)

摘要:根据传热学理论,考虑注汽层间热干扰的影响,建立用干描述多层油藏双层注汽时层间热干扰的热传递数学模型,在 Mandl-Volek 单层油藏蒸汽驱热效率计算方法的基础上推导多层油藏的热效率计算公式,运用拉普拉斯变换和 Stehfest 数值反演方法进行求解,分析隔层厚度对层间热干扰和注汽热效率的影响。结果表明:增加井底蒸汽的潜热比有利于提高注汽层的热效率;与单层油藏相比,由于层间热干扰作用,多层油藏双层注汽的热效率有明显提高;隔层厚度越小,层间热干扰作用越强,注汽热效率越高。

关键词:油藏;多层稠油油藏;蒸汽驱;热效率;热干扰

中图分类号:TE 345

文献标志码:A

doi:10.3969/j.issn.1673-5005.2012.02.024

# Calculation model of heat efficiency of steam flooding in multilayer heavy-oil reservoir based on heat interaction

DU Dian-fa<sup>1,2</sup>, HOU Jia-gen<sup>1</sup>, SHI Yao-li<sup>3</sup>, LIU Ru<sup>3</sup>

- (1. College of Petroleum Engineering in China University of Petroleum, Beijing 102249, China;
- 2. School of Petroleum Engineering in China University of Petroleum, Qingdao 266580, China;
  - 3. Xinjiang Oilfield Company, PetroChina, Karamay 834000, China)

Abstract: According to the thermal equilibrium theory, a model for predicting the heat transfer between the injection layer and non-injection layer was established considering the heat interaction effect. Moreover, a formula calculating heat efficiency in multilayer reservoir was put forward based on the Mandl-Volek model, and Laplace analysis transform and Stehfest numerical inversion were used to calculate the model. And the effects of interlayer thickness on heat interaction and heat efficiency were analyzed. The results show that the more the sandface steam latent heat ratio, the higher the heat efficiency of the injection layer. Compared with the single layer reservoir, the heat interaction imposes significant effect on the heat efficiency, and the thinner the center layer, the stronger the heat interaction, and the higher the heat efficiency.

Key words: reservoirs; multilayer heavy-oil reservoir; steam flood; heat efficiency; heat interaction

基于热传递理论的油藏热效率评价是生产动态预测的基础,热效率计算为油藏加热范围的计算提供了新思路,可作为蒸汽驱可行性研究的筛选性方法。H. A. Lauwerier 「首先建立了注热水油藏的热传递微分方程,运用拉普拉斯变换求解得到了油藏加热区的温度分布;随后, J. W. Marx、R. H. Langenheim 和 H. J. Ramey 同时考虑了热传导和热对流对油藏热量平衡的影响,求得了加热面积的计算公式<sup>2-31</sup>; C. L. Hearn <sup>-4</sup> 在 M-L 经典模型的基础上,

研究了蒸汽潜热比对加热面积计算的影响; G. Mandl 和 C. W. Volek 51完全采用解析方法求解得到了临界时间前后加热面积的计算公式; N. A. Myhill 和 G. L. Stegemeier 6. 推导了蒸汽驱热效率计算模型; Prats Michael 7. 则将热效率计算公式的应用推广到了注热水、注蒸汽、火驱,得到了统一的油层热效率计算模型,实例计算表明该模型能合理地反映复杂的油藏热采动态变化。前人主要对单层油藏的加热理论和热效率展开了诸多探讨和研究。1571,而对多

收稿日期:2011-08-21

作者简介:杜殿发(1972-),男(汉族),河北沧县人,教授,博士,主要从事油气田开发工程的教学和研究工作。

层油藏双层注汽的热效率研究不足,亟需开展相关研究。笔者根据传热学原理,建立基于层间热干扰的多层油藏双层注汽的热传递数学模型,将 Mandl-Volek 单层稠油油藏蒸汽驱热效率计算方法加以引申,推导多层油藏的热效率计算公式,运用拉普拉斯变换和 Stehfest 数值反演方法进行求解,分析隔层厚度对层间热干扰和注汽热效率的影响,对比多层油藏和单层油藏的热效率,为多层油藏双层同时注汽工艺提供理论基础。

## 1 数学模型及数值求解

本文中所考虑的多层油藏模型如图 1 所示。油藏划分为5 层,纵坐标向上,原点在油层 1 和底盖层的边界。按照 Marx-Langenheim 经典油藏加热理论<sup>[2]</sup>,将油藏分为蒸汽区和冷油层区两部分,两区的分界面为蒸汽前缘。油层 1、隔层和油层 2 的厚度分别为 $h_1,h_2-h_1,h_3-h_2$ ,且 $h_1=h_3-h_2=10$  m,顶底盖层按半无限大圆柱体处理。油层的岩性为砂岩,比热容M为 2.5×10°  $J/(m^3 \cdot \mathbb{C})$ ,导热系数  $\lambda$  为 6×10°  $J/(m^3 \cdot \mathbb{C})$ ,导热系数  $\lambda$  为 6×10°  $J/(m \cdot \mathbb{C} \cdot \mathbf{d})$ ;隔层和顶底盖层为泥岩,比热容M为 2.6×10°  $J/(m^3 \cdot \mathbb{C})$ ,导热系数  $\lambda$  为 6.1×10°  $J/(m \cdot \mathbb{C} \cdot \mathbf{d})$ 。

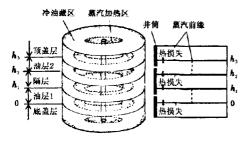


图 1 多层复合油藏示意图

Fig. 1 Schematic diagram of multilayer reservoir

仅考虑无限大外边界条件下的情况,假设:(1)油藏初始温度处处相等,且各层的热物性参数不随温度变化;(2)各注汽层的注热量相等,且不随时间变化;(3)各层蒸汽凝结前缘的推进速度处处相等;(4)不考虑重力超覆的影响。

#### 1.1 多层油藏热传递数学模型

首先推导只有油层 1 注汽时油藏的热传递数学模型。

1.1.1 注汽层的热传递方程

根据能量守恒原理,可得

$$\frac{\partial u_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial u_{1y}}{\partial y} + \frac{\partial u_{1z}}{\partial z} = -M_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = -M_1 \theta_1^2 \frac{\partial T_1}{t_{D1}}.$$
 (1)

其中

$$t_{\rm D} = \theta_{\rm I}^2 t$$
,  $\theta_{\rm I} = \frac{\sqrt{M_{\rm L} \lambda_{\rm U}} + \sqrt{M_{\rm C} \lambda_{\rm C}}}{M_{\rm L} h_{\rm L}}$ .

式中,u 为油层的热通量, $J/(m^2 \cdot d)$ ;T 为油层的温度, $\mathbb{C}$ ;t 为时间,d;x,y,z 为坐标方向;下标 1 表示该量为油层 L 的属性,2 表示油层 2,C 代表隔层,O 代表顶盖层,U 代表底盖层。

定义 3 个变量: $M^*(s)$  为变量  $M(t_D)$  的拉普拉斯变换[s],其中 s 为复变量, $\overline{M}$  和  $\overline{M}$  分别为 M 在纵向上和平面上的平均值。如  $T_1^*(s) = L[T_1(t_D)]$ ,垂直方向的温度平均值  $\overline{T}_1 = \frac{1}{h_1} \int_0^{\Delta h_1} T_1 dz$ ,水平方向的温度平均值  $\overline{T}_1 = \frac{1}{h^2} \int_{-\infty}^{\infty} T_1 dx dy$ 。

对公式(1) 进行拉普拉斯变换,并在纵向和平面积分,可得

 $sH_{11}^{*} = Q_{1}^{*} - Q_{1}^{*}(h_{1}) - Q_{1}^{*}(0), \qquad (2)$ 油层 1 包含的热量为  $H_{11}^{*} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M_{1} \bar{T}_{1}^{*} h_{1} dx dy,$ 净
注入的热量为  $Q_{1}^{*} = -\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_{1} \left( \frac{\partial u_{1x}^{*}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_{1y}^{*}}{\partial y} \right) dx dy / \theta_{1}^{2}, \quad \text{向 上 损 失 的 热 量 为 } Q_{1}^{*}(h_{1}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_{1z}^{*} (h_{1}) dx dy / \theta_{1}^{2}, \quad \text{向 下 损 失 的 热 量 为 } Q_{1}^{*}(0) = -\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_{1z}^{*}(0) dx dy / \theta_{1}^{2},$ 

#### 1.1.2 顶底盖层的热传递方程

由于井筒向地层的热损失量较小,可视为无热源的半无限大平板热传导问题。根据 Fourier 定理有

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}_{\rm L}^*}{\partial z^2} = s M_{\rm L} \theta_{\rm L}^2 \frac{\tilde{T}_{\rm L}^*}{\lambda_{\rm L}} = \gamma^2 \tilde{T}_{\rm L}^* , \qquad (3)$$

其中

$$\gamma = \theta_1 \sqrt{s/\alpha}$$
.

式中, $\gamma$  为拉氏空间变量; $\alpha$  为热传递系数( $\lambda/M$ ),  $m^2/d$ 。

求解式(3) 可得

$$\tilde{T}_{ii}^{*}(z) = \tilde{T}_{ii}^{*}(0) \exp(\gamma_{ii}z), \tag{4}$$

根据 Fick 定理: $u_z = \lambda \frac{\partial T}{\partial z}$ ,且对式(4) 求导有:  $\tilde{u}_{U}^{*}(z) = \lambda_{U} \gamma_{U} \tilde{T}_{U}^{*}(0) \exp(\gamma_{U} z)$ ,则  $\tilde{u}_{U}^{*}(0) = \gamma_{U} \lambda_{U} \times \tilde{T}_{I}^{*}(0)$ 。

注汽层向底盖层损失的热量为

$$Q_{1}^{*}(0) = \frac{\bar{u}_{1r}^{*}(0)h_{r}^{2}}{\theta_{1}^{2}} = \frac{h_{r}^{2}\gamma_{1}\lambda_{1}\bar{T}_{1}^{*}(0)}{\theta_{1}^{2}}.$$
 (5)

同理,向顶盖层损失的热量为

$$Q_{1}^{*}(h_{3}) = \frac{\tilde{u}_{0r}^{*}(h_{3})h_{r}^{2}}{\theta_{1}^{2}} = \frac{h_{r}^{2}\gamma_{0}\lambda_{0}\tilde{T}_{0}^{*}(h_{3})}{\theta_{1}^{2}}.$$

#### 1.1.3 隔层和非注汽油层的热传递方程

按无热源有上下边界的平板热传导问题处理, Fourier 定理和 Fick 定理同样适用,可求得隔层的温 度和热通量表达式为

$$\begin{split} \tilde{T}_{c}^{\star}\left(z\right) &= \left[\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{2}\right) - \tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) \cosh(\gamma_{c}\Delta h_{c})\right] \times \\ \frac{\sinh\left[\lambda_{c}(z-h_{1})\right]}{\sinh\left(\gamma_{c}\Delta h_{c}\right)} + \tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) \cosh\left[\lambda_{c}(z-h_{1})\right]. \\ \tilde{u}_{c}^{\star}\left(z\right) &= -\lambda_{c}\gamma_{c}\left[\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{2}\right) - \tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) \cosh(\gamma_{c}\Delta h_{c})\right] \times \\ \frac{\cosh\left[\lambda_{c}(z-h_{1})\right]}{\gamma_{c}\Delta h_{c}} - \lambda_{c}\gamma_{c}\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) \sinh\left[\lambda_{c}(z-h_{1})\right]. \\ \stackrel{\mathcal{H}}{=} z &= h_{1} \text{ BJ}, \\ \tilde{u}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) &= -\lambda_{c}\gamma_{c}\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{2}\right) \operatorname{csch}\left(\gamma_{c}\Delta h_{c}\right) + \\ \lambda_{c}\gamma_{c}\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) \coth\left(\gamma_{c}\Delta h_{c}\right). \end{split} \tag{6}$$

$$\stackrel{\mathcal{H}}{=} z &= h_{2} \text{ BJ}, \\ \tilde{u}_{c}^{\star}\left(h_{2}\right) &= -\lambda_{c}\gamma_{c}\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{2}\right) \coth\left(\gamma_{c}\Delta h_{c}\right) + \\ \lambda_{c}\gamma_{c}\tilde{T}_{c}^{\star}\left(h_{1}\right) \operatorname{csch}\left(\gamma_{c}\Delta h_{c}\right). \end{split}$$

同理可得非注汽油层的温度和热通量表达式为 
$$\begin{split} \tilde{T}_2^* \left(z\right) &= \left[\tilde{T}_2^* \left(h_3\right) - \tilde{T}_2^* \left(h_2\right) \cosh\left(\gamma_2 \Delta h_2\right)\right] \times \\ \frac{\sinh\left[\lambda_2 \left(z - h_2\right)\right]}{\sinh\left(\gamma_2 \Delta h_2\right)} + \tilde{T}_2^* \left(h_2 \cosh\left[\lambda_2 \left(z - h_2\right)\right]\right), \end{split}$$

$$\begin{split} &\tilde{u}_{2}^{\star}(z) = -\lambda_{2}\gamma_{2} \big[ \, \tilde{T}_{2}^{\star}(h_{3}) \, - \, \tilde{T}_{2}^{\star}(h_{2}) \cosh(\gamma_{2}\Delta h_{2}) \, \big] \times \\ & \frac{\cosh \big[ \, \lambda_{2}(z - h_{2}) \, \big]}{\gamma_{2}\Delta h_{2}} \, - \lambda_{2}\gamma_{2} \tilde{T}_{2}^{\star}(h_{2}) \sinh \big[ \, \lambda_{2}(z - h_{2}) \, \big]. \end{split}$$

 $\tilde{u}_{2t}^{\star}(h_2) = -\lambda_2 \gamma_2 \tilde{T}_2^{\star}(h_3) \operatorname{csch}(\gamma_2 \Delta h_2) + \lambda_2 \gamma_2 \tilde{T}_2^{\star}(h_2) \operatorname{coth}(\gamma_2 \Delta h_2).$ 

当z = h, 时,

 $\bar{u}_{2r}^{\star}(h_3) = -\lambda_2 \gamma_2 \tilde{T}_2^{\star}(h_3) \coth(\gamma_2 \Delta h_2) + \lambda_2 \gamma_2 \tilde{T}_2^{\star}(h_2) \operatorname{esch}(\gamma_2 \Delta h_2).$ 

#### 1.1.4 初边值条件

油藏初值条件为 $T_{i}(z,0)=0$ 。

边界条件为

$$\begin{split} &\mathcal{D}_{2}(T) \mathcal{D}_{3}(T) \mathcal{D}_{3}(T) \\ &\tilde{T}_{2}^{*}(h_{3}) = \tilde{T}_{0}^{*}(h_{3}), \ \tilde{T}_{2}^{*}(h_{2}) = \tilde{T}_{c}^{*}(h_{2}), \\ &\tilde{T}_{1}^{*}(h_{1}) = \tilde{T}_{c}^{*}(h_{1}), \ \tilde{T}_{1}^{*}(0) = \tilde{T}_{1}^{*}(0), \\ &\tilde{u}_{2}^{*}(h_{3}) = \tilde{u}_{0}^{*}(h_{3}) = Q_{1}^{*}(h_{3}) \frac{\theta_{1}^{2}}{h_{r}^{2}}, \\ &\tilde{u}_{2}^{*}(h_{2}) = \tilde{u}_{c}^{*}(h_{2}) = Q_{1}^{*}(h_{2}) \frac{\theta_{1}^{2}}{h_{r}^{2}}, \\ &\tilde{u}_{1}^{*}(h_{1}) = \tilde{u}_{c}^{*}(h_{1}) = Q_{1}^{*}(h_{1}) \frac{\theta_{1}^{2}}{h_{r}^{2}}, \end{split}$$

$$\tilde{u}_{1}^{*}(0) = \tilde{u}_{U}^{*}(0) = Q_{1}^{*}(0) \frac{\theta_{1}^{2}}{h_{2}^{2}}.$$
 (8)

#### 1.2 多层油藏各单元层的热量

将式(5)~(8)代人式(2),可得注汽层的热量

为

$$H_{11}^{\bullet} = \frac{Q_1^{\bullet}}{s + A} , \qquad (9)$$

其中

$$A = \frac{\lambda_{c} \gamma_{c} W_{c} + \lambda_{c} \gamma_{c}}{\theta_{1}^{2} M_{1} \Delta h_{1}}, W_{c} = \frac{\cosh(\gamma_{c} \Delta h_{c}) - R_{21}}{\sinh(\gamma_{c} \Delta h_{c})},$$

$$R_{21} = \frac{\beta_{c2} \operatorname{csch}(\gamma_{c} \Delta h_{c})}{\beta_{c2} \operatorname{coth}(\gamma_{c} \Delta h_{c}) + W_{2}},$$

$$W_{2} = \frac{\cosh(\gamma_{2} \Delta h_{2}) - R_{32}}{\sinh(\gamma_{2} \Delta h_{2})}, \beta_{c2} = \frac{\lambda_{c} \gamma_{c}}{(\lambda_{2} \gamma_{2})}.$$

非注汽油层的热量为

$$H_{21}^{\star} = M_2 h_r^2 \int_0^{h_2} \bar{T}_2^{\star} dz = M_2 h_r^2 \left[ \bar{T}_2^{\star} (h_3) + \bar{T}_2^{\star} (h_2) \right] X_2 =$$

$$M_2 h_r^2 \tilde{T}_2^{\star} (h_2) (R_{32} + 1) X_2 = M_2 h_r^2 \bar{T}_1^{\star} (h_1) R_{21} (R_{32} + 1) X_2. \tag{10}$$
其中

$$X_2 = \frac{\cosh(\gamma_2 \Delta h_2) - 1}{\gamma_2 \sinh(\gamma_2 \Delta h_2)}.$$

因为  $M_1h_1^2$   $\tilde{T}_1^*(h_1)\Delta h_1 = M_1h_1^2$   $\tilde{T}_1^*(0)\Delta h_1 = H_{11}^*$ ,则有

$$H_{21}^{\bullet} = \frac{BQ_1^{\bullet}}{s + A} , \qquad (11)$$

其中

$$B = \frac{M_2 R_{21} (R_{32} + 1) X_2}{M_1 \Delta h_1},$$

$$R_{32} = \frac{1}{\left[\beta_{02} \sinh(\gamma_2 \Delta h_2) + \cosh(\gamma_2 \Delta h_2)\right]},$$

$$\beta_{02} = \frac{\lambda_0 \gamma_0}{\lambda_2 \gamma_2}$$

底盖层的热量为

$$H_{\text{UI}}^{*} = \frac{\gamma_{\text{U}} \lambda_{\text{U}}}{\theta_{\text{I}}^{2} M_{\text{I}} \Delta h_{\text{I}}} H_{\text{II}}^{*} = \frac{C Q_{\text{I}}^{*}}{s + A} , \qquad (12)$$

其中

$$C = \frac{\gamma_1 \lambda_v}{\theta_1^2 M_1 \Delta h_1}.$$

顶盖层的热量为

$$H_{01}^{*} = \frac{\gamma_{0} \lambda_{v} R_{32} R_{21}}{\theta_{1}^{2} M_{1} \Delta h_{1}} H_{11}^{*} = \frac{DQ_{1}^{*}}{s + A}, \qquad (13)$$

其中

(7)

$$D = \frac{\gamma_0 \lambda_0 R_{32} R_{21}}{\theta_1^2 M_1 \Delta h_1}.$$

隔层的热量为

$$H_{c1}^* = \frac{s + A - 1 - B - C - D}{s + A} Q_1^*. \tag{14}$$

#### 1.3 注汽层的热效率计算

根据 Mandl-Volek 蒸汽驱模型中对注汽层 H\*的校正<sup>[5]</sup>, Laplace 空间下的表达式为

$$\Delta H_{j}^{*}(s) = (\sqrt{\Gamma_{j}-1}) \frac{(1-f_{jhv}) \frac{Q_{j}^{*}}{s} - H_{j}^{*}(s)}{s + \sqrt{s\Gamma_{j}}}.$$

式中, $\Gamma$ ,为地层热容与蒸汽热容之比。

因此,注汽层的热效率表达式为

$$E_{\rm jh}(t_{\rm D}) = L^{-1} \left( \frac{H_{\rm j}^*(s) - (1 - f_{\rm hv}) \Delta H_{\rm j}^*(s)}{Q_{\rm j}^*(s)} \right),$$

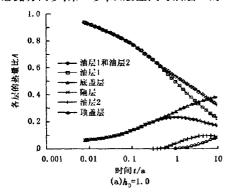
其中

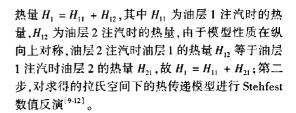
$$f_{\rm hv} = \frac{f_{\rm s} L_{\rm v}}{f_{\rm s} L_{\rm v} + C_{\rm w} \Delta T} \,.$$

式中、 $f_{hv}$  为井底蒸汽潜热比: $f_{k}$  为井底蒸汽干度; $L_{v}$  为井底蒸汽汽化潜热,J/g; $C_{w}$  为水的体积热容, $J/(m^{3} \cdot \mathbb{C})$ 。

#### 1.4 数值求解

总体思路分两步:第一步,双层注汽时油层1的





## 2 隔层厚度对层间热干扰的影响

对式(9) ~(14)进行数值反演可得注汽时各层内的热量与总热量的比值,双层注汽时注汽层的热量比值与单层注汽时注汽层的热量比值之差可作为研究层间热干扰的标准。当隔层厚度为 10~m 时,对油层的相对厚度  $h_{\rm D}$  为 1; 当隔层厚度为 5~m 时,对油层的相对厚度  $h_{\rm D}$  为 0.5。油藏的热量分布见图 2。由图 2~ 可以看出:双层注汽时,隔层越薄,层间热干扰越严重,向顶底盖层的热损失越少,注汽层内的热量越大;隔层厚度越薄,热干扰起作用的时间越早。如:隔层相对厚度为 0.5~ 时,注汽 0.16~ a 后发生热干扰;隔层相对厚度为 1~ 时,注汽 0.30~ a 后才发生热干扰。

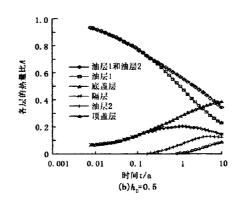


图 2 隔层相对厚度为 1 和 0.5 时的热量分布

Fig. 2 Heat distribution at relative thickness of interlayer of 1 and 0.5

# 3 多层油藏注汽层的热效率评价

并底蒸汽状态是决定蒸汽驱热效率的关键因素,潜热比表示并底蒸汽的潜热量占总热量的比值  $f_{loc}$  其值为  $0 \sim 0.8$ ,与蒸汽的压力和干度相关。当蒸汽压力为 3.447 MPa,干度为 0.6 时,蒸汽的潜热比为  $0.5^{19}$ 。

#### 3.1 多层油藏和单层油藏的热效率比较

根据上述理论,数值反演了多层油藏热效率变化曲线,并与 Myhill-Stegemeier 单层油藏热效率曲线进行了对比,结果见图 3。由于计算模型物性的

对称性和各注汽层的注热量相等,故得出的规律对各注汽层都适用。

多层油藏热效率和单层油藏热效率的共同点为: 热效率与总注热量、蒸汽温度无关,受井底蒸汽潜热 比的影响比较大,井底蒸汽干度越高,潜热比越大,注 汽热效率越高。由于蒸汽区内向上下岩层的热损失 主要由蒸汽的潜热来供给,井底蒸汽潜热比越高,供 给热损失盈余的潜热,以热传导的形式加热油层,提 高了蒸汽区的热效率,扩大了蒸汽区的加热面积。

多层油藏热效率的变化特点是:(1)与单层油藏相比,层间的热干扰作用对热效率随时间的递减

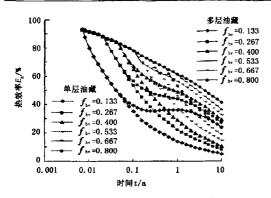


图 3 单层油藏和多层油藏热效率对比 Fig. 3 Comparison of heat efficiency of single reservoir and multilayer reservoir

趋势有一定的阻碍作用,主要是由于层间的热干扰作用可补偿注汽层向顶底盖层的热损失,延缓对蒸汽的凝结。井底蒸汽的潜热比不同,这种阻碍作用 的强弱不同。潜热比越小,这种阻碍作用越强,特别是当井底蒸汽潜热比为 0.133 时,注汽 0.1~1 a,热效率反而有小幅度的增加。(2)存在和潜热比相关的临界时刻,从临界时刻开始,层间热干扰才开始对热效率有影响。井底蒸汽的潜热比越低,这一临界时刻越小。因此,对于中深井,井底蒸汽干度较小,潜热比较低,可采用双层注汽的方法提高热效率和对热量的利用程度,以驱动更大范围的地下原油。

#### 3.2 隔层厚度对多层油藏热效率的影响

根据隔层厚度对注汽层内热量的影响,绘制了不同隔层厚度下的注汽热效率变化曲线,如图 4 所示。隔层厚度越小,层间的热干扰作用越强,注汽层的热效率越高。

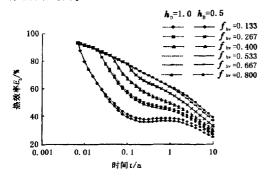


图 4 隔层厚度不同时的热效率对比 Fig. 4 Comparison of heat efficiency at different interlayer thickness

## 4 结 论

- (1) 当多层油藏双层同时注汽时,必须考虑层间热干扰影响,且隔层厚度越薄,这种热作用越明显。
- (2)得到的多层油藏蒸汽驱热效率变化曲线能够合理地表征油藏热效率与井底蒸汽潜热比和时间的变化规律,可作为蒸汽驱加热计算的理论工具。
- (3) 可通过提高井底蒸汽干度或双层注汽来提高蒸汽驱油藏热效率。

#### 参考文献:

- [1] LAUWERIER H A. The transport of heat in an oil layer caused by the injection of hot fluid [J]. Appl Sci Res, 1954,5(ser A):145-150.
- [2] MARX J W, LANGENHEIM R H. Reservoir heating by hot fluid injection [R]. SPE 1266-G, 1959.
- [3] RAMEY H J. A current review of oil recovery by steam injection [R]. SPE 12247, 1967.
- [4] HEARN C L. Effect of latent heat content of injected steam in a steam drive[J]. JPT, 1969,21:374-375.
- [5] MANDL G, VOLEK C W. Heat and mass transport in steam-drive processes [R]. SPE 2049, 1969.
- [6] MYHILL N A, STEGEMEIER G L. Steam-drive correlation and prediction R. SPE 5572, 1978.
- [7] MICHAEL Prats. The heat efficiency of thermal recovery processes [R]. SPE 2211,1969.
- [8] van EVERDINGEN A F, HURST W. The application of the Laplace transformation to flow problem in reservoirs [J]. Trans AIME, 1949, 186; 305-324.
- [9] BUTLER R M. 重油和沥青的热力开采工艺[M]. 王秉章, 译. 北京: 石油工业出版社, 1994.
- [10] STEHFEST H. Algorithm 368 numerical inversion of Laplace transforms [J]. Communications of ACM, 1970, 13 (1):47-49.
- [11] STEHFEST H. Remark on algorithm 368 numerical inversion of Laplace transforms [J]. Communications of ACM, 1970, 13 (10);624-625.
- [12] 同登科,陈钦雷. 关于 Laplace 数值反演 Stehfest 方法的一点注记[J]. 石油学报,2001,22(6);91-92.

  TONG Deng-ke, CHEN Qin-lei. A little note on the Stehfest Laplace numerical inversion method[J]. Acta Petrolei Sinica,2001,22(6);91-92.

(编辑 李志芬)