

文章编号: 0253-2697(2012)04-0681-06

气井连续携液机理

王志彬 李颖川

(西南石油大学油气藏地质及开发工程国家重点实验室 四川成都 610500)

摘要:平行气流中的液滴趋于椭球状,而低黏度液滴临界韦伯数 We_{crit} 相差较大,在 2.2~60 变化,而已有的携液模型未综合考虑液滴变形和液滴尺寸差异对气井临界携液气量的影响。根据液滴质点力平衡理论,笔者导出了气井临界携液气量预测新模型。新模型引入的特征参数 $C_{k,We_{crit}}$ 综合考虑了液滴变形和最大液滴尺寸差异对携液气量的影响。根据一般能量守恒原理,推导出了液滴变形程度与临界韦伯数的函数关系,计算结果与实验数据和 DDB 模型预测结果一致,误差小于 6%。新模型的关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$ 在 2.14~4.79 变化,而根据文献数据和国内气田临界气流量反算的系数 $C_{k,We_{crit}}$ 在 1.86~5.0 变化。新模型从机理上解释了各气田临界携液气量相差较大和个别气田临界携液气量较低的原因,并以大牛地气田为例介绍了该模型的应用。

关键词:气井携液;液滴变形;临界韦伯数;液滴模型;临界流量

中图分类号: TE124

文献标识码: A

The mechanism of continuously removing liquids from gas wells

WANG Zhibin LI Yingchuan

(State Key Laboratory of Oil and Gas Reservoir Geology & Exploitation
Engineering, Southwest Petroleum University, Chengdu 610500, China)

Abstract: A liquid droplet is deformed and broken from an initial sphere to an oblate spheroid in parallel air flow, and low-viscosity liquid droplets differ significantly in the critical Weber number (We_{crit}) that varies from 2.2 to 60. The currently used liquid loading models generally fail to comprehensively take the effect of differences in liquid-droplet deformation and size on the minimum flow rate for continuous-removal liquids from a gas well into consideration. Based on the liquid-droplet particle force equilibrium theory, we deduced a new model to predict the minimum flow rate of liquid loading, which introduces a characteristic parameter $C_{k,We_{crit}}$ that can describe the effect of differences in liquid-drop deformation and the maximum drop size on the minimum flow rate of liquid loading. A function to predict the drop deformation magnitude with different critical Weber numbers was deduced based on the general principle of energy conservation. The function prediction result is in a good agreement with experimental data given in literatures as well as the prediction made from the DDB model, with a deviation less than 6%. The $C_{k,We_{crit}}$ calculated by the new model changes from 2.14 to 4.79, while the $C_{k,We_{crit}}$ derived from literature data and the inversion of minimum flow rates of various gas fields in China ranges from 1.86 to 5.0. Therefore, this new model can theoretically explain the reasons why minimum flow rates of various gas fields differ significantly and individual gas wells have such a low minimum flow rate. Finally, several gas wells in the Daniudi gas field were taken as an examples to demonstrate the use of the model.

Key words: liquid loading in gas well; liquid-droplet deformation; critical Weber number; liquid-droplet model; critical delivery

准确预测气井的临界携液气流量,对于优化气井工作制度,排除井底积液具有十分重要的意义。预测气井临界携液气流量的液滴模型有 Turner 模型、Coleman 模型等^[1-4]。但 Buhman 等实验研究表明^[5-18],低黏度液滴破碎的临界韦伯数 We_{crit} 在 2.2~60 变化(表 1);Azzopardi^[1] 等统计发现,气液两相流中最大液滴尺寸在 77~4770 μm 之间变化,主要受压力、气流速、液流速、黏度和界面张力等影响。同时,Krizekowsk^[8,11,19] 等实验观察到,平行气流场中的液滴在其表面

压力分布不均衡作用下变形为椭球体。Turner 提出的圆球模型是在韦伯数取为定值 30、并假设液滴为圆球状得到的,没有考虑最大液滴尺寸差异和液滴变形对气井临界携液气量的影响;李闯提出的椭球模型和王毅忠提出的球帽状模型考虑了液滴变形的影响^[3,4],但没有考虑最大液滴尺寸差异的影响。同时,国内气井生产中发现,各气田的临界携液气流量相差较大,在 Turner 模型计算值的 28%~77% 之间变化,而各模型只适合于某一种情况。笔者综合考虑最大液滴尺寸差

基金项目:国家自然科学基金项目(No. 51104125)资助。

第一作者及通讯作者:王志彬,男,1982年3月生,2012年获西南石油大学油气田开发工程博士学位,现为西南石油大学讲师,主要从事采油、采气方面的教学和研究工作。Email: swpuwzb@163.com

异和液滴变形影响的情况下,建立了新的气井携液气量预测模型,从而揭示了气井携液气流量相差较大的原因。

表 1 临界韦伯数的实验测量值

Table 1 Critical Weber number obtained in previous experiments

序号	参考文献	We_{crit}	备注
1	Merrington 等 ^[5]	15.4~29.8	由 Hinze 计算
2	Buhman ^[6]	2.2~3.6	水在 2.6~3.5 之间
3	Hanson ^[7]	7.2~47.6	水在 7~14.3 之间
4	Krzczkowski ^[8]	11~38	水为 11
5	Borisov ^[9]	40~60	实验介质为水和煤油
6	Wierzbna ^[10]	11~14	水平流动实验
7	Teixeira 等 ^[11]	16.6~50.5	测最大液滴直径 d_{max}
8	Jepson 等 ^[12]	26~35	测最大液滴直径 d_{max}
9	Azzopardi 等 ^[13]	7.1~7.9	根据 $d_{max} = 3.92 d_{32}$ 计算
10	Fore 和 Dukler ^[14]	15.7	根据 $d_{max} = 3.92 d_{32}$ 计算
11	Zaidi 等 ^[15]	13.7~21.3	根据 $d_{max} = 3.92 d_{32}$ 计算
12	Simmons 等 ^[16]	8.8	根据 $d_{max} = 3.92 d_{32}$ 计算
13	Hurlburt 等 ^[17]	4.9~7.5	根据 $d_{max} = 3.92 d_{32}$ 计算
14	Westende 等 ^[18]	3.1~6.0	根据 $d_{max} = 3.92 d_{32}$ 计算

注:序号 1~6 为单个液滴实验,通过测量给定尺寸液滴破碎时刻的气流速计算临界韦伯数;序号 7~14 为通过测水/空气环雾流场中最大液滴尺寸或液滴的索特平均直径 d_{32} 后,再计算临界韦伯数。

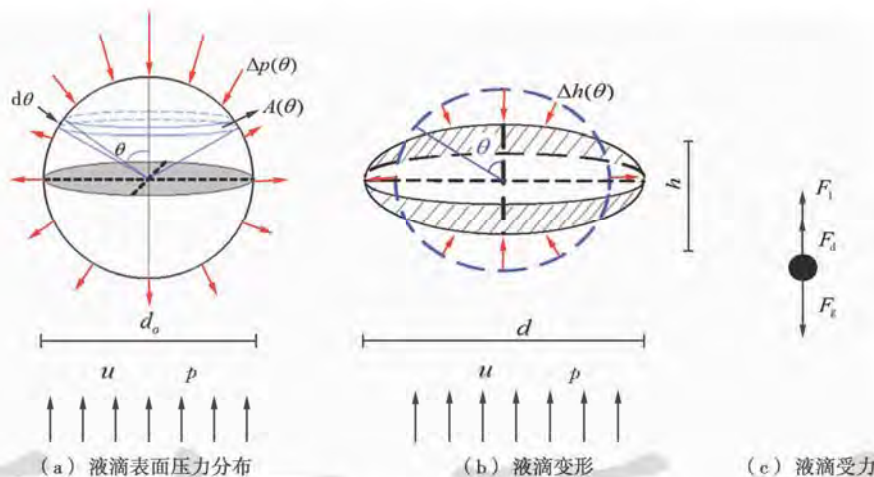


图 1 液滴物理模型及其受力分析

Fig. 1 Liquid droplet model and force analysis

度, kg/m^3 ; u 为气流速, m/s ; V 为液滴的体积, m^3 。

设液滴变形后,迎风面直径是液滴初始直径的 k 倍。由式(1)可知:

$$\frac{1}{8} C_d \pi k^2 d_o^3 \rho_g u^2 = \frac{1}{6} \pi d_o^3 g (\rho_l - \rho_g) \quad (2)$$

式中: d_o 为液滴的初始直径, m ; k 为液滴最大变形特征参数, $k = d/d_o$ 。

若气流能将气井中最大液滴带出井口,则井筒能连续携液生产。因此,临界气流速应根据最大液滴直径进行计算。最大液滴直径由临界韦伯数确定:

1 气井液滴携带新模型

1.1 物理模型及假设

以单个液滴作为研究对象,作以下主要假设:①液滴表面与气流之间的差压与刚性球体相同,如图 1(a)所示,指向球面表示液滴在气流作用下受挤压,背离球面表示液滴受气流的抽吸作用向外拉伸;②液滴变形后为规则的椭球状,水平剖面为圆,垂直剖面为椭圆,且椭球表面光滑;③液滴以赤道面成对称变形,相同 θ (微元面偏离液滴竖直方向的夹角)的微元面径向位移量 Δh 相同,如图 1(b)所示;④忽略液滴质量重心向两侧移动引起的内能消耗。

基于以上假设,气井中的液滴主要受自身重力、气流对液滴的曳力和浮力作用,如图 1(c)所示。

1.2 数学模型

由液滴质点受力知^[1-2,20],当气体流速足够大,液滴将悬浮在气流中,此时重力等于浮力与曳力之和:

$$\frac{1}{2} C_d A_p \rho_g u^2 = gV(\rho_l - \rho_g) \quad (1)$$

式中: A_p 为液滴的迎风面积, m^2 ; C_d 为曳力系数; g 为重力加速度常数; ρ_l 为液体密度, kg/m^3 ; ρ_g 为气体密

$$d_{max} = \sigma We_{crit} / \rho_g u^2 \quad (3)$$

式中: d_{max} 为最大液滴直径, m ; We_{crit} 为临界韦伯数, σ 为气液之间的界面张力, N/m 。

将式(3)代入式(2)中,得到椭球状液滴临界携带流速关系式为

$$u_{cr} = C_{k, We_{crit}} [\sigma (\rho_l - \rho_g) / \rho_g^2]^{0.25} \quad (4)$$

其中

$$C_{k, We_{crit}} = [4g We_{crit} / (3C_d k^2)]^{0.25}$$

该系数综合表征液滴大小和液滴变形对临界气流速的影响; u_{cr} 为液滴携带临界气流速, m/s 。

临界携液气流量公式为

$$q_{cr} = 2.5 \times 10^8 \cdot \frac{pAu_{cr}}{ZT} \quad (5)$$

式中: A 为油管截面积, m^2 ; p 为压力, MPa ; T 为温度, K ; Z 为 p 、 T 条件下的气体偏差因子; q_{cr} 为临界携液气流量, m^3/d 。

从式(4)可看出,液滴携带临界气流速是临界韦伯系数和液滴变形特征参数 k 的函数。在相同 k 的情况下,临界韦伯数越大,液滴携带临界气流速越大;在相同临界韦伯数的情况下, k 越大,液滴迎风面积越大,液滴携带临界气流速越小。

采用式(4)计算液滴携带临界气流速的关键是确定临界韦伯数 We_{crit} 、曳力系数 C_D 和液滴变形特征参数 k 。若将特征参数 k 取为 1,则利用式(4)可计算不同大小圆球液滴携带临界气流速。

1.3 液滴变形特征参数的推导

忽略液滴与气流之间发生的热质交换。根据能量守恒原理,液滴从初始的圆球状变为椭球状的能量方程可表示为

$$\Delta E + \Delta W = 0 \quad (6)$$

式中: ΔE 是液滴的内能变化, J ; ΔW 是液滴变形过程对外所做的功, J 。

液滴从初始的圆球状变形为椭球状后,表面积增加,表面能增加,在该过程中将消耗液滴的内能,液滴内能的变化量等于表面能的变化量,表达式为

$$\Delta E = \sigma(A_{s2} - A_{s1}) \quad (7)$$

式中: A_{s1} 、 A_{s2} 分别为液滴为圆球状和变形为椭球状后的表面积, m^2 。

由于悬浮在气流中的液滴迎风面和背风面各点气流速度分布不等,液滴表面压力与气流之间的差压不等,在这种情况下,液滴将发生变形并做功,做功总量可通过对整个液滴表面积分得到:

$$\Delta W = \int_0^\pi \Delta p(\theta) A(\theta) \Delta h(\theta) d\theta \quad (8)$$

式中: θ 为微元面偏离液滴竖直轴心线的夹角, rad ; $A(\theta)$ 是液滴表面微元面面积, m^2 ; $\Delta p(\theta)$ 是液滴微元表面的滞止压力或抽吸压力, Pa ; $\Delta h(\theta)$ 是微元表面的径向位移量, m 。

Hinze^[21]研究认为,当 $1000 < Re < 200000$ 时,气流绕球体表面的滞止压力分布满足

$$\Delta p(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{2} \rho_g u^2 \left(\frac{9}{4} \cos^2 \theta - \frac{5}{4} \right), & 0 \leq \theta < \pi/3 \\ -\frac{11}{32} \rho_g u^2, & \pi/3 \leq \theta \leq \pi \end{cases} \quad (9)$$

由式(9)可知,液滴的背风面 $0 \leq \theta < \pi/4$ 的区域,

$\Delta p(\theta) > 0$,液滴表面受到挤压作用而发生压缩变形;而 $\pi/4 \leq \theta \leq \pi$ 的区域, $\Delta p(\theta) < 0$,液滴将受到拉伸作用而向外扩张变形。为简化计算,假设液滴以赤道面成对称变形,如图 1(b)所示。椭球体投影面直径为 d ,且 $d = kd_0$,根据液滴变形前后体积相等知, $\pi d^2 h/6 = \pi d_0^3/6$,可导出椭球体高度 $h = d_0/k^2$ 。因此,液滴变形过程中微元面径向位移量为

$$\Delta h(\theta) = \frac{d_0}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{k^4} + k^2 \sin^2 \theta} \right) \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (10)$$

由于式(10)中根号内含有待定参数 k ,使得式(8)不能进行数值积分。为此,对式(10)进行等值代换,引入函数 $f(\theta, k)$, $f(\theta, k)$ 满足:

$$\Delta h(\theta) = \frac{d_0}{2} \left[1 - \left(\frac{\cos^2 \theta}{k^4} + k^2 \sin^2 \theta \right) \cdot f(\theta, k) \right] \quad (11)$$

其中

$$f(\theta, k) = \sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{k^4} + k^2 \sin^2 \theta} / \left(\frac{\cos \theta}{k^2} + k \sin \theta \right) \quad (12)$$

$f(\theta, k)$ 表示将直角三角形斜边长度等同于两直角边之和所做的修正。

将角度步长 $\Delta \theta$ 取为 $\pi/180$,变形参数步长 Δk 取为 0.05,计算 $0 \leq \theta \leq \pi$, $1 \leq k \leq 1.8$ 的 $f(\theta, k)$ 值,并利用麦夸特法(Levenberg-Marquardt)和通用全局优化法对计算结果进行拟合,得到如下相关式,其相关系数为 0.932。

$$f(\theta, k) = 0.862 + 0.083k - 1.442\theta + 2.704\theta^2 - 1.939\theta^3 + 0.518\theta^4 \quad (13)$$

由于 $f(\theta, k)$ 为简单初级函数,且积分变量 θ 与待定参数 k 相互独立,这使得对式(8)进行数值积分变为可能。

将式(9)、式(11)、式(13)代入式(8)中,数值积分后得

$$\Delta W = \frac{1}{2} \rho_g u^2 \left(\frac{d_0}{2} \right)^2 \frac{d_0}{2} \left(7.951 - \frac{2.744}{k^2} + \frac{0.3077}{k} - 5.117k + 0.501k^2 \right) \quad (14)$$

椭球体表面积的计算表达式为

$$A_{s2} = 2\pi \left[\left(\frac{d}{2} \right)^2 + \left(\frac{h}{2} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} \pi \left(k^2 + \frac{1}{k^4} \right) d_0^2 \quad (15)$$

由式(6)、式(7)、式(14)及式(15),并结合临界韦伯数的定义,可得

$$We_{crit} \left(7.951 - \frac{2.744}{k^2} + \frac{0.3077}{k} - 5.117k + 0.501k^2 \right) = 25 \left(k^2 + \frac{1}{k^4} - 2 \right) \quad (16)$$

式(16)即为液滴变形特征参数 k 与 We_{crit} 的函数关系。

由式(16)可知,液滴的变形参数 k 仅受韦伯系数的影

响;液滴韦伯系数不同,则 k 不同。

1.4 曳力系数的确定

液滴的曳力系数与液滴的形状和雷诺数相关,当气流相对速度较小时,液滴近似保持球状,应用刚性球体关联式计算气流对液滴的曳力时,误差不大。但液滴变形较大时,曳力系数和水滴迎风面积相应地发生改变,使用刚性球体曳力计算气流对液滴的曳力时,误差较大。

对于刚性圆球体,由 Stokes 定律知

$$C_{D,s} = \begin{cases} \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{2/3}\right), & Re \leq 1000 \\ 0.424, & Re > 1000 \end{cases} \quad (17)$$

Liu 等^[22]研究认为,扁平体的曳力系数是圆球体的 3.632 倍,刚性椭球体曳力系数介于扁平体与圆球体之间。

$$C_D = C_{D,s} (1 + 2.632 y') \quad (18)$$

$$y' = \min(1, k - 1) \quad (19)$$

式(18)是使用刚性球体曳力系数得到的,液滴与固体颗粒不同,液滴在运动中受周围气流的作用而发生内部流动,致使液滴的曳力系数比相同形态的固体颗粒的曳力系数要小一些。Helenbrook^[23]提出下式来修正这种影响:

$$\frac{C_{D,droplet}}{C_{D,solid}} = \left(\frac{2 + 3\mu_l/\mu_g}{3 + 3\mu_l/\mu_g} \right) \left(1 - \frac{0.03\mu_g Re^{0.65}}{\mu_l} \right) \quad (20)$$

由式(20)可知,当 Re 较高时,液滴内部流动对曳力系数的影响不可忽略。考虑到高气液比气井中液滴的 Re 通常远大于 1000,液气黏度比在 40 左右,两者的偏差可能会超过 15%。因此,将刚性椭球体的曳力系数下调 15% 作为相同形状液滴的值。综合考虑液滴变形和液滴内部的流动,椭球状液滴的曳力系数按下式计算:

$$C_D = 0.36 [1 + 2.632(k - 1)] \quad (21)$$

结合式(4)、式(16)、式(20)可知,椭球状液滴携带临界气流速受临界韦伯数 We_{crit} 和变形特征参数 k 及曳力系数 C_D 的影响,而特征参数 k 是临界韦伯数的函数,曳力系数也是变形参数的函数,因此已知液滴破碎的临界韦伯系数,联立式(16)、式(21)和式(4)可求得液滴携带临界气流速。

2 计算结果与分析

2.1 模型验证

高速平行气流场中的液滴在表面压差分布不均匀作用下由圆球状变形为椭球状被大量实验所证实。假设液滴为椭球状,通过液滴受力分析导出的临界携液气量预测模型,关键是确定特征参数 k 。准确计算特征参数 k 是本模型正确预测临界携液气量的前提,为

此有必要对特征参数 k 进行准确性验证。

当韦伯数 $We \approx 1$ 时,模型计算值 $k = 1.28$,而 Liu 等^[22]实验观察到,当 $We \approx 1$ 时液滴便有较大程度的变形;当 $We_{crit} = 11$ 时,模型计算值 $k = 1.41$,而 Wierzb^[10]实验观察到,液滴仅变形而不破碎时 $k = 1.32$,相差 5.9%;当 $We_{crit} = 30$ 时,本文模型计算值 $k = 1.504$,而 DDB 模型^[24]计算值 $k = 1.59$,相差 5.6%。这说明根据一般能量守恒导出的特征参数 k 的计算方法正确可靠,其计算结果与实验研究和理论研究相一致。

由于在特征参数 k 的推导过程中,忽略液滴拉伸变形过程中质量重心横向移动产生的能量消耗,使得所计算的变形特征参数 k 偏大。同时式(19)所计算的特征参数 k 是根据临界韦伯数计算的,是气流场中最大液滴破碎时的值,而尺寸略小于最大液滴尺寸液滴变形特征参数 k 应略小于最大液滴的值。最大液滴变形达到最大后将随后破碎而不能稳定存在,而尺寸略小于最大液滴尺寸的液滴只发生变形而不破碎。因此,将式(19)所计算的 k 值下调 10% 作为模型的最终取值。

2.2 结果分析

将变形参数 k 分别取为 1 和式(16)的计算值,代表圆球状模型和椭球状模型,代入式(4)中,得到不同临界韦伯数下液滴携带临界气流速关系式的系数 $C_{k,We_{crit}}$,结果列于表 2。表 2 给出了液滴变形后迎风面积增加幅度和对应的临界携带气流速降低幅度。从表 2 可看出,在相同临界韦伯数下,椭球模型计算的液滴携带临界气流速要比圆球模型的小,这是由于液滴变形增加了液滴的迎风面积和曳力系数,增加了气流对液滴的曳力; We_{crit} 越大, k 越大,液滴变形量越大,迎风面积增加幅度越大,液滴携带临界气流速降低幅度越大。无论是圆球模型还是椭球状模型,随着 We_{crit} 变大,关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$ 均变大,说明大液滴携带临界气流速大于小液滴的携带临界气流速,气井临界携液气量应根据最大液滴计算。新模型计算的液滴携带临界气流速关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$ 在 2.14~4.79 之间变化,而根据文献数据和国内部分气田生产数据反算的临界气流速对应的系数 $C_{k,We_{crit}}$ 在 1.86~5.0 之间变化,如表 3 所示。除 Turner 文献少数井外,根据文献数据和生产数据计算的 $C_{k,We_{crit}}$ 在新模型的预测范围内。Turner 文献中少数井的临界气量对应的 $C_{k,We_{crit}}$ 较大,接近 6.5 的原因可能是:井筒最大临界携液气量在井底,而非井口,因此以井口条件计算的临界携液气量对应的系数 $C_{k,We_{crit}}$ 偏大。各气田临界携液气量相差较大,其主要原因是各气田地层水矿化度、气液界面张力以及气流速、液流速等差异致使气流夹带的最大液滴尺寸和对应的临界韦伯数相差较大。

表 2 不同临界韦伯数下圆球模型和椭球状模型的相关参数

Table 2 Related data of spere model and ellipsoid model under different critical Weber numbers

We_{crit}	圆球模型			椭球状模型			迎风面积增加幅度/%	临界气流速降低幅度/%
	k	C_D	$C_{k,We_{crit}}$	k	C_D	$C_{k,We_{crit}}$		
1	1	0.42	2.36	1.13	0.48	2.14	27.9	9.0
2	1	0.42	2.80	1.18	0.53	2.44	39.4	13.0
5	1	0.42	3.52	1.22	0.57	2.96	48.9	15.9
8	1	0.42	3.96	1.25	0.60	3.26	56.1	17.8
11	1	0.42	4.29	1.27	0.62	3.46	61.7	19.3
14	1	0.42	4.56	1.29	0.64	3.63	66.6	20.4
17	1	0.42	4.78	1.31	0.65	3.76	70.8	21.4
20	1	0.42	4.98	1.32	0.66	3.88	74.1	22.1
23	1	0.42	5.16	1.33	0.67	3.98	77.2	22.8
26	1	0.42	5.32	1.34	0.68	4.08	80.1	23.4
29	1	0.42	5.47	1.35	0.69	4.16	82.5	23.9
32	1	0.42	5.60	1.36	0.70	4.24	84.4	24.3
35	1	0.42	5.73	1.37	0.71	4.32	86.4	24.7
38	1	0.42	5.85	1.37	0.71	4.38	88.4	25.0
41	1	0.42	5.96	1.38	0.72	4.45	89.9	25.3
44	1	0.42	6.07	1.38	0.72	4.51	91.4	25.6
47	1	0.42	6.17	1.39	0.73	4.57	92.8	25.9
50	1	0.42	6.27	1.39	0.73	4.63	94.1	26.1
53	1	0.42	6.36	1.40	0.74	4.69	95.1	26.3
56	1	0.42	6.45	1.40	0.74	4.74	96.4	26.5
60	1	0.42	6.53	1.40	0.74	4.79	97.4	26.7

表 3 据气田生产资料和文献数据反算的关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$

Table 3 Calculated $C_{k,We_{crit}}$ by data from literatures and gas fields

文献数据			气田生产数据		
文献	系数下限	系数上限	气田	系数下限	系数上限
Turner 等 ^[1]	3.93	5.0(6.5)	靖边气田 ^[27]	1.92	2.8
Coleman 等 ^[23]	1.86	4.21	塔河气田 ^[28]	1.80	2.21
李闯等 ^[3]	2.48	2.71	大牛地气田	1.89	2.50
王毅忠等 ^[4]	2.00	2.25	塔河气田	2.73	3.00
Awolusi 等 ^[25]	4.45	4.35	涩北气田	2.50	3.10
魏纳等 ^[26]	4.45	4.60	川西气田	4.30	4.50

3 应用实例

气流中液滴破碎的临界韦伯数与压力、气流速、液流速、界面张力、地层水黏度的关系未建立起来。因

此,笔者建议根据气井的生产数据求取临界韦伯数,再求取关系式系数。下面以大牛地气田为例进行说明。根据 Lea 等^[29] 给出的气井积液识别方法对大牛地气田的 107 井次进行了判断,其中 4 口接近积液井的基本数据如表 4 所示。首先以井口压力、温度条件计算气体密度和气流速,以井口气流速作为气井携液临界气流速,再结合现场测试的界面张力,采用式(4)计算关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$,最后由表 2 求得该井的临界韦伯数 We_{crit} ,结果列于表 4。从表 4 可看出,大牛地气田的临界韦伯数 We_{crit} 在 1.95~2.6 之间变化,这与 Buhman^[6] 实验得出的临界韦伯数在 2.2~3.6 之间变化较接近。为此,大牛地气田临界韦伯数 We_{crit} 建议取为 3,关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$ 建议取为 2.6,这能保证一定的安全。

表 4 大牛地气田临界韦伯系数计算值

Table 4 Calculated critical Weber number of Daniudi gas field

井名	油压/ MPa	管径/ mm	气产量/ ($m^3 \cdot d^{-1}$)	气体密度/ ($kg \cdot m^{-3}$)	表观气流 速/($m \cdot s^{-1}$)	表面张力/ ($10^{-3} N \cdot m^{-1}$)	关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$	临界韦伯 数计算值
1-48	17.90	62.1	25 048	137	0.54	45	2.52	2.7
1-135	12.30	76.11	25 644	95	0.66	48	2.50	2.6
1-142	13.6	62.1	20 860	104	0.59	42	2.42	1.95
3-25	7.5	62.1	18 113	57	0.75	40	2.28	2.5

4 结 论

(1) 液滴破碎的临界韦伯数相差较大,在 2.2~60 之间变化;最大液滴尺寸相差较大,在 77~4 770 μm

变化。临界携液气量需考虑液滴尺寸的影响,这是气田临界携液气量相差较大的主要原因之一。

(2) 液滴在其表面压力分布不均衡作用下变形为椭球状,这将增大液滴迎风面积和曳力系数,增加气流

对液滴的曳力,降低液滴携带临界气流速,因而,临界携液气量需考虑液滴变形的影响。这是个别气田临界携液气量较低的主要原因之一。

(3) 由液滴质点力平衡理论导出了新的液滴携带临界气流速公式,该关系式包含了反映最大液滴尺寸的临界韦伯数 We_{crit} 和描述液滴变形程度的特征参数 k 。

(4) 根据一般能量守恒推导的特征参数 k 的计算方法正确可靠,计算结果与目前的实验研究和理论研究一致,误差小于 6%。

(5) 新模型计算的关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$ 在 2.14~4.79 之间变化,而根据文献数据和国内部分气田生产数据反算的关系式系数 $C_{k,We_{crit}}$ 在 1.86~5.0 之间变化,新模型能从机理上解释各气田临界携液气量的差异。

参 考 文 献

- [1] Turner R G, Hubbard M G, Dukler A E. Analysis and prediction of minimum flow rate for the continuous removal of liquids from gas wells[J]. JPT, 1969, 21(11): 75-82.
- [2] Coleman S B, Clay H B, McCurdy D G, et al. A new look at predicting gas-well load-up[J]. JPT, 1991, 43(3): 329-333.
- [3] Li M, Li S L, Sun L T. New view on continuous-removal liquids from gas wells[R]. SPE 75455, 2001.
- [4] 王毅忠, 刘庆文. 计算气井最小携液临界流量的新方法[J]. 大庆石油地质与开发, 2007, 26(6): 82-85.
Wang Yizhong, Liu Qingwen. A new method to calculate the minimum critical liquids carrying flow rate for gas wells[J]. Petroleum Geology & Oilfield Development in Daqing, 2007, 26(6): 82-85.
- [5] Merrington A C, Richardson E G. The break-up of liquid jets[J]. Proc. Phys. Soc., 1947, 59: 1-13.
- [6] Buhman S V. Experimental investigation of the breakup of droplets[J]. Vest. Akad. Nauk Kazakh. SSR, 1954, 12: 80-87.
- [7] Hanson A R, Domich E G, Adams H S. Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts[J]. Phys. Fluids, 1963, 6(8): 1070-1080.
- [8] Krzeckowski S A. Measurement of liquid droplet disintegration mechanism[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1980, 6(3): 227-239.
- [9] Borisov A A, Gelfand B E, Polenov A N. Breakup of liquid drops in expansion waves[J]. Izv. Akad. Nauk SSSR, Mekh. Zhidk. Gaza, 1986, 1: 165-168.
- [10] Wierzb A. Deformation and breakup of liquid drops in at nearly critical Weber numbers[J]. Experiments in Fluids, 1990, 9(1): 59-64.
- [11] Teixeira J C F. Turbulence in annular two-phase flow[D]. Birmingham: University of Birmingham, 1988.
- [12] Jepson D M, Azzopardi B J, Whalley P B. The effect of gas properties on drops in annular flow[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1989, 15: 327-339.
- [13] Azzopardi B J, Pierarcey A, Jepson D M. Drop size measurements for annular two-phase flow in a 20 mm diameter vertical tube[J]. Exp. Fluids, 1991, 11(2): 191-197.
- [14] Fore L B, Dukler A E. Droplet deposition and momentum transfer in annular flow[J]. AIChE J., 1995, 41(9): 2040-2047.
- [15] Zaidi S H, Altunbas A, Azzopardi B J. A comparative study of phase doppler and laser diffraction techniques to investigate drop sizes in annular two-phase flow[J]. Chem. Eng. J., 1998, 71(2): 135-143.
- [16] Simmons M J H, Hanratty T J. Droplet size measurements in horizontal annular gas-liquid flow[J]. Int. J. Multiphase Flow, 2001, 27(5): 861-883.
- [17] Hurlburt E T, Hanratty T J. Measurement of drop size in horizontal annular flow with the immersion method[J]. Exp. Fluids, 2002, 32(6): 692-699.
- [18] Van t Westende J M C, Kemp H K, Belt R J, et al. On the role of droplets in cocurrent annular and churn-annular pipe flow[J]. Int. J. Multiphase Flow, 2007, 33(6): 595-615.
- [19] Hinze J O. Fundamentals of hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process[J]. AIChE J., 1955, 1(3): 289-295.
- [20] 雷登生, 杜志敏, 单高军, 等. 气藏水平井携液临界流量计算[J]. 石油学报, 2010, 31(4): 637-639.
Lei Dengsheng, Du Zhimin, Shan Gaojun. Calculation method for critical flow rate of carrying liquid in horizontal gas well[J]. Acta Petrolei Sinica, 2010, 31(4): 637-639.
- [21] Hinze J O. Critical speeds and sizes of liquid globules[J]. Applied Scientific Research, 1949, 1(1): 273-288.
- [22] Liu Z, Reitz R D. An analysis of the distortion of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1997, 23(4): 631-650.
- [23] Helenbrook B T, Edwards C F. Quasi-steady deformation and drag of uncontaminated liquid drops[J]. Int. J. of Multiphase Flow, 2002, 28(10): 1631-1657.
- [24] Ibrahim E A, Yang H Q, Przekwas A J. Modeling of spray droplets deformation and breakup[J]. AIAA J. Propulsion and Power, 1993, 9(4): 651-654.
- [25] Awolusi O. Resolving discrepancies in predicting critical rates in low pressure stripper gas wells[M]. Texas: Texas Tech. University, 2006.
- [26] 魏纳, 李颖川, 李悦钦, 等. 气井积液可视化实验[J]. 钻采工艺, 2007, 30(3): 43-45.
Wei Na, Li Yingchuan, Li Yueqin, et al. Visual experimental research on gas well liquids loading[J]. Drilling & Production Technology, 2007, 30(3): 43-45.
- [27] 张耀刚, 李治, 于淑珍. 靖边气田产水气井连续携液模型的优化与应用[J]. 石油化工应用, 2009, 28(8): 78-80.
Zhang Yaogang, Li Zhi, Yu Shuzheng. Optimization and application of water production gas well continuous liquid carrying model[J]. Petrochemical Industry Application, 2009, 28(8): 78-80.
- [28] 刘志森. 塔河凝析气井井筒积液判断标准[J]. 断块油气田, 2009, 16(3): 68-70.
Liu Zhisen. Diagnosing criteria of wellbore liquid loading in condensate gas well of Tahe oilfield[J]. Fault-block Oil & Gas Field, 2009, 16(3): 68-70.
- [29] Lea J F, Nickens H V, Wells M R. Gas well deliquification[M]. Texas: Gulf Professional Publishing, 2008.

(收稿日期 2011-10-28 改回日期 2012-04-07 责任编辑 黄小娟)