

带屈服值的假塑性流体同心环空 稳态波动压力研究

汪海阁¹ 刘希圣¹

(钱伟长推荐, 1994年7月8日收到)

摘 要

管柱在充满钻井液的井眼内运动时所产生的波动压力是影响井眼稳定的主要因素。其大小是制定泥浆附加密度的主要依据。因此要求对实际波动压力的预测有较高的精度, 而其精度与泥浆流变模式的选择密切相关。屈服假塑性流体属于三参数模式, 因其精度高, 近年来国外多用其描述钻井液的流变性。文中以该模式为基础, 从理论上推导了定向井同心环空中起下钻或下套管过程中, 稳定层流条件下钻井液粘性产生的波动压力计算模式。为便于现场应用, 绘制了不同情况下波动压力系数的变化规律, 并给出了计算示例。对准确预测钻井作业过程中波动压力的大小、控制起下钻速度提供了理论依据。

关键词 非牛顿流体 波动压力 起下钻 环形空间 定向井

一、引 言

钻井过程中由于管柱(钻杆、套管或油管)在钻井液中的运动会引起井内压力的瞬态波动。此压力与井眼内静液柱压力一起构成了稳定井眼的实际压力。该压力与钻井液性能、起下钻速度、井眼形状、钻具组合、井眼深度等因素密切相关。其大小对于稳定井眼压力系统具有重要的意义。一旦失去平衡, 极易诱发井塌、卡钻、井喷、井漏等井下复杂问题的出现, 严重制约着钻井工作的正常进行, 甚至导致井眼的报废, 给国民经济带来严重的损失。因此研究波动压力的分布规律, 对于维护井眼内压力系统的平衡、设计井身结构及泥浆流变参数、钻井水力参数和确定合理的起下钻(下套管)速度都具有非常重要的意义。

对波动压力的研究最早始于1934年^[1], 但真正将计算波动压力的方法应用于油田实践中是1960年^[2]。多年来钻井施工时对波动压力的预测一直沿用 Burkhardt^[3]、Fontenot 和 Clark^[3]等提出的模式。这些模式多以幂律流体或宾汉流体为基础而导出, 且考虑的因素较少, 推导时一般采用近似的方法, 因此存在较大的误差。多年来理论研究 with 实验表明, 利用幂律模式计算得到的水力参数和流变参数普遍偏小, 使用宾汉模式则得到的结果明显偏大。而在环空低、中剪切速率范围内, Robetson-Stiff 模式(简称 RS 模式)则有很好的精

1 石油大学石油工程系, 北京 102249.

度。RS 流体属于带屈服值的假塑性流体，早于 1976 年由 Robertson 和 Stiff 率先提出⁽⁴⁾，用于描述钻井液与水泥浆的流变性。由于与该模式相应的钻井水力学方面计算模式并不完善，影响了该模式的推广使用。随着钻井技术的不断提高和降低成本的呼声越来越强烈，对钻井水力参数的要求越来越高。文中正是在这样的情况下，以 RS 流变模式为基础，从理论上建立了定向井同心环空中起下钻或下套管时稳定层流条件下钻井液粘性产生的波动压力计算模式——屈服假塑性流体稳态波动压力模式。

二、流动物理模型及方程建立

由于起钻与下钻仅仅方向相反，本质上没有区别，故文中仅以下钻为例说明起下钻或下套管作业过程中井眼内稳态波动压力的产生及其研究方法。所得结果同样可应用于求解起钻时产生的波动压力，只不过结果取为负值，以示产生的为抽吸压力。

下钻过程中钻柱在充满泥浆的井眼内向下运动时，由于管柱底部和接头处的顶替作用及管柱表面的粘附作用，造成泥浆的向上流动，正是由于此流体流动才产生了井眼内压力的变化——即波动压力。

对波动压力的研究分为两种方法，即稳态法和动态法。稳态法基于流体不可压缩，一般忽略管柱及井眼的收缩与膨胀，也不考虑运动的惯性（即忽略加速度的影响）。这样使得下钻顶替的钻井液能够全部进入环空而向上流动。动态法则部分或全部地考虑了上述因素。本文采用稳态法研究波动压力。

为研究问题的方便，一般认为管柱与井眼是同轴的圆柱面，且将管柱视为堵口管（忽略钻头水眼的影响，得到的结果偏于保守）。这样起下钻时环空中的流动可抽象为具有相对运动的两同轴圆柱体间的一维轴向流动。图1给出了流动物理模型。

图1中 R 为井眼半径， K 为环空内外径之比。钻井液为纯粘无弹的非牛顿流体，由于RS流体具有初始屈服值，故环空中流动时存在一流核。设流核内、外边界值分别为 K_1R 、 K_2R 。 λR 为环空中剪切应力为零的地方。

在上述条件下，纯粘、无弹、不可压缩、非牛顿流体作等温、层流、稳定的轴向流动时N-S方程可以简化为：

$$\rho g \cos \alpha - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau)}{\partial r} = 0 \quad (2.1)$$

式中 α 为井眼倾角。假定所研究的环空井段无限长且为等截面，则： $\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\Delta p}{l}$ ，

令 $P_s = \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \cos \alpha$ ，代表波动压力梯度，则 P_s 为定值。从而对(2.1)式积分可得：

$$\tau = \frac{P_s R}{2} \left(\xi - \frac{\lambda^2}{\xi} \right) \quad (2.2)$$

式中 $\xi = r/R$

当 $\xi = K_1$ 时， $\tau = -\tau_0$

当 $\xi = K_2$ 时， $\tau = \tau_0$

从而由式(2.2)可得：

$$\lambda^2 = K_1 \cdot K_2 \quad (2.3)$$

$$P_s = \frac{2\tau_0}{R(K_2 - K_1)} \quad (2.4)$$

式中 τ_0 为初始剪切应力。

起下钻时，由于钻柱表面的粘附作用，使得一部分泥浆随同钻柱一起运动，而井壁则满足无滑移边界条件。即

$$U(\xi = KR) = V_p \quad (2.5)$$

$$U(\xi = R) = 0 \quad (2.6)$$

下钻时，由于钻柱运动引起的流量为：

$$Q = \pi(KR)^2 V_p \quad (2.7)$$

式中 V_p 为下钻速度。在上述条件下，此流量与环空中流量相等。

三、波动压力求解

1. 流速分布

对于 RS 流体，在图1所示坐标系下，其流变方程可以表示为：

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \pm A \left(B + \left| \frac{dU}{dr} \right| \right)^n \quad (|\tau| > \tau_0) \\ \frac{dU}{dr} &= 0 \quad (|\tau| < \tau_0) \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

式中 当 $dU/dr < 0$ 时，取“-”号；当 $dU/dr > 0$ 时，取“+”号。且 $\tau_0 = AB^n$ ， A ， B ， n 为 RS 流体常数。 dU/dr 为剪切速率。

(1) 内速梯区 ($K \ll \xi < K_1$)

此时 $dU/dr < 0$ ， $\tau < 0$ ，把式(3.1)代入式(2.2)，积分，并把式(2.4)、(2.5)及 τ_0 代入整理后得：

$$U_1 = -BR \int_K^\xi \left(\frac{\frac{\lambda^2}{\xi} - \xi}{K_2 - K_1} \right)^S d\xi + BR(\xi - K) + V_p \quad (3.2)$$

式中， $S = 1/n$ ，令 $w = \frac{V_p}{BR}$ ， $\varphi_1 = \frac{U_1}{V_p}$ ，则上式无因次化为：

$$\varphi_1 = -\frac{1}{w} \int_K^\xi \left(\frac{\frac{\lambda^2}{\xi} - \xi}{K_2 - K_1} \right)^S d\xi + \frac{\xi - K}{w} + 1 \quad (3.3)$$

剪切速率为：

$$\frac{dU_1}{d\xi} = BR - BR \left(\frac{\frac{\lambda^2}{\xi} - \xi}{K_2 - K_1} \right)^S \quad (3.4)$$

(2) 外速梯区 ($K_2 \ll \xi < 1$)

此时 $dU/dr > 0$ ， $\tau > 0$ 。把式(3.1)代入式(2.2)，积分并把式(2.4)、(2.6)及 τ_0 代入整理得：

$$U_2 = -BR \int_\xi^1 \left(\frac{\xi - \frac{\lambda^2}{\xi}}{K_2 - K_1} \right)^S d\xi + BR(1 - \xi) \quad (3.5)$$

无因次化为:

$$\varphi_2 = -\frac{1}{w} \int_{\xi}^1 \left(\frac{\xi - \frac{\lambda^2}{\xi}}{K_2 - K_1} \right)^s d\xi + \frac{1-\xi}{w} \quad (3.6)$$

剪切速率为:

$$\frac{dU_2}{d\xi} = BR \left(\frac{\xi - \frac{\lambda^2}{\xi}}{K_2 - K_1} \right)^s - BR \quad (3.7)$$

(3) 塞流区 ($K_1 \ll \xi \ll K_2$)

此时 $dU/dr = 0$, 无因次速度为:

$$\varphi_0 = \varphi_1(\xi = K_1) = \varphi_2(\xi = K_2) \quad (3.8)$$

由式(3.2)、(3.6)、(3.8)得:

$$\int_K^{K_1} \left(\frac{\frac{\lambda^2}{\xi} - \xi}{K_2 - K_1} \right)^s d\xi - \int_{K_2}^1 \left(\frac{\xi - \frac{\lambda^2}{\xi}}{K_2 - K_1} \right)^s d\xi = (K_1 + K_2 - 1 - K) + w \quad (3.9)$$

由式(3.4)、(3.6)、(3.8)可以求出不同情况下起下钻时环空中的流速分布规律。图2给出了 w 取三种不同值情况下, 无因次速度随无因次半径的变化规律。

2. 流量计算

环空中流量 Q 为:

$$Q = \pi R^2 \int_K^1 2\xi (-U) d\xi$$

由分部积分法得:

$$Q = \pi (KR)^2 \cdot V_s + \pi R^2 \left(\int_K^{K_1} \xi^2 \frac{dU_1}{d\xi} d\xi + \int_{K_2}^1 \xi^2 \frac{dU_2}{d\xi} d\xi + \int_{K_1}^{K_2} \xi^2 \frac{dU_0}{d\xi} d\xi \right)$$

把 $\frac{dU_1}{dr}$, $\frac{dU_2}{dr}$, $\frac{dU_0}{dr} (=0)$ 分别代入上式得:

$$Q = \pi (KR)^2 \cdot V_s + \pi BR^3 \int_K^{K_1} \left[1 - \left(\frac{\frac{\lambda^2}{\xi} - \xi}{K_2 - K_1} \right)^s \right] \xi^2 d\xi + \pi BR^3 \int_{K_2}^1 \left[\left(\frac{\xi - \frac{\lambda^2}{\xi}}{K_2 - K_1} \right)^s - 1 \right] \xi^2 d\xi \quad (3.10)$$

3. 环空中流核尺寸及波动压力求解

由式(2.7)与式(3.10)得:

$$\int_K^{K_1} \left(\frac{\frac{\lambda^2}{\xi} - \xi}{K_2 - K_1} \right)^s \xi^2 d\xi - \int_{K_2}^1 \left(\frac{\xi - \frac{\lambda^2}{\xi}}{K_2 - K_1} \right)^s \xi^2 d\xi = \frac{K_1^3 + K_2^3 - 1 - K^3}{3} \quad (3.11)$$

把式(2.3)代入式(3.9)与(3.11), 在 w 值给定的情况下, 利用数值求解此非线性方程组, 可得出环空中流核的边界 K_1 , K_2 。从而由式(2.4)得:

$$P_s = \frac{2\tau_0}{R} p(n, K, w) \quad (3.12)$$

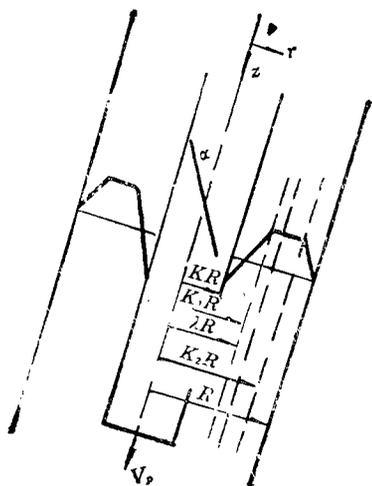


图1 环空流动物理模型

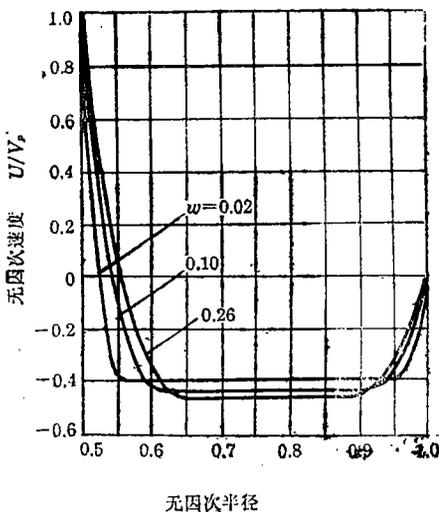


图2 Robertson-Stiff 流体下钻时环空流速分布规律($n=0.5$)

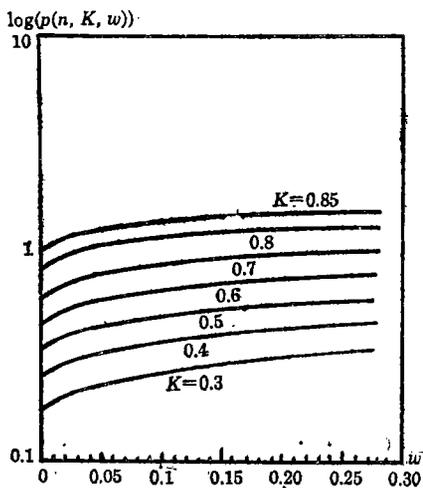


图3 Robertson-Stiff 流体波动压力系数($n=0.4$)

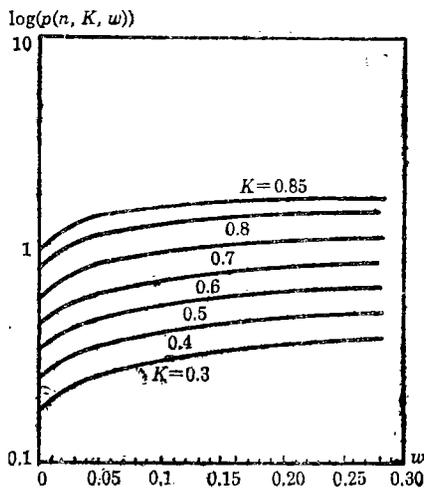


图4 Robertson-Stiff 流体波动压力系数($n=0.6$)

$$p(n, K, w) = \frac{1}{K_2 - K_1} \tag{3.13}$$

$$P = \sum P_s L \tag{3.14}$$

式中 $p(n, K, w)$ 为波动压力系数, L 为环空井段长度, P 为环空波动压力。

在 w 值给定的情况下, 可以求解出 K_1 、 K_2 , 从而由式 (3.13) 可以计算波动压力系数, 由式 (3.14) 计算波动压力大小。为便于工程应用, 图3、图4、图5、图6分别绘制了四种不同情况下波动压力系数的变化规律曲线。图中表明, 随 w 和 K 值增加, 波动压力系数均增加, 随 n 值增加, 波动压力系数增大。表1给出了环空中流核边界位置的部分计算结果。

Robertson-Stiff 流体流核内外边界值

n	K	w	0.004	0.020	0.036	0.052	0.068	0.084	0.100	0.116	0.132	0.148	0.164	0.180	0.196	0.212	0.228	0.244	0.260	0.276	0.292
0.4	K_1	0.4270	0.4575	0.4745	0.4870	0.4970	0.5055	0.5125	0.5190	0.5250	0.5300	0.5350	0.5350	0.5395	0.5435	0.5470	0.5505	0.5540	0.5570	0.5600	0.5630
	K_2	0.9832	0.9619	0.9495	0.9403	0.9329	0.9264	0.9227	0.9176	0.9119	0.9094	0.9041	0.9041	0.9001	0.8973	0.8967	0.8943	0.8899	0.8889	0.8859	0.8814
0.5	K_1	0.5282	0.5585	0.5747	0.5864	0.5957	0.6035	0.6101	0.6158	0.6209	0.6254	0.6296	0.6296	0.6335	0.6368	0.6401	0.6431	0.6458	0.6482	0.6506	0.6530
	K_2	0.9794	0.9566	0.9444	0.9351	0.9279	0.9213	0.9160	0.9114	0.9073	0.9038	0.9038	0.8999	0.8962	0.8940	0.8907	0.8878	0.8858	0.8848	0.8828	0.8799
0.6	K_1	0.6285	0.6573	0.6726	0.6831	0.6912	0.6978	0.7032	0.7080	0.7122	0.7158	0.7191	0.7218	0.7245	0.7245	0.7269	0.7293	0.7314	0.7332	0.7350	0.7368
	K_2	0.9772	0.9542	0.9410	0.9322	0.9253	0.9194	0.9148	0.9105	0.9066	0.9033	0.9003	0.9003	0.8987	0.8961	0.8941	0.8912	0.8892	0.8879	0.8862	0.8840
0.7	K_1	0.7282	0.7546	0.7675	0.7759	0.7822	0.7873	0.7912	0.7945	0.7975	0.7999	0.8023	0.8023	0.8041	0.8059	0.8077	0.8089	0.8104	0.8116	0.8128	0.8137
	K_2	0.9757	0.9527	0.9412	0.9337	0.9278	0.9229	0.9196	0.9167	0.9137	0.9118	0.9092	0.9092	0.9078	0.9059	0.9039	0.9033	0.9016	0.9003	0.8990	0.8987
0.8	K_1	0.8276	0.8489	0.8573	0.8630	0.8669	0.8699	0.8720	0.8738	0.8756	0.8765	0.8777	0.8777	0.8789	0.8801	0.8807	0.8813	0.8822	0.8828	0.8834	0.8837
	K_2	0.9751	0.9531	0.9473	0.9417	0.9381	0.9349	0.9332	0.9313	0.9293	0.9290	0.9277	0.9277	0.9264	0.9251	0.9244	0.9238	0.9228	0.9228	0.9215	0.9212
0.4	K_1	0.4350	0.4745	0.4970	0.5135	0.5270	0.5385	0.5480	0.5565	0.5645	0.5710	0.5775	0.5775	0.5830	0.5885	0.5935	0.5980	0.6020	0.6060	0.6100	0.6135
	K_2	0.9775	0.9520	0.9370	0.9263	0.9167	0.9079	0.9025	0.8971	0.8898	0.8876	0.8817	0.8817	0.8797	0.8744	0.8702	0.8675	0.8673	0.8648	0.8588	0.8566
0.5	K_1	0.5360	0.5753	0.5969	0.6122	0.6245	0.6344	0.6428	0.6503	0.6566	0.6626	0.6677	0.6677	0.6722	0.6764	0.6803	0.6839	0.6872	0.6902	0.6932	0.6959
	K_2	0.9741	0.9459	0.9297	0.9188	0.9092	0.9022	0.8962	0.8900	0.8860	0.8804	0.8768	0.8768	0.8741	0.8711	0.8681	0.8651	0.8627	0.8608	0.8573	0.8546
0.6	K_1	0.6363	0.6738	0.6933	0.7068	0.7170	0.7251	0.7320	0.7377	0.7425	0.7470	0.7506	0.7506	0.7539	0.7569	0.7596	0.7623	0.7644	0.7665	0.7683	0.7701
	K_2	0.9716	0.9422	0.9266	0.9155	0.9075	0.9010	0.8951	0.8905	0.8869	0.8826	0.8803	0.8803	0.8778	0.8753	0.8733	0.8698	0.8691	0.8671	0.8664	0.8645
0.7	K_1	0.7357	0.7699	0.7858	0.7963	0.8038	0.8095	0.8140	0.8176	0.8209	0.8233	0.8257	0.8257	0.8278	0.8296	0.8311	0.8323	0.8338	0.8347	0.8359	0.8368
	K_2	0.9701	0.9408	0.9274	0.9182	0.9116	0.9067	0.9027	0.8998	0.8965	0.8952	0.8927	0.8927	0.8903	0.8887	0.8873	0.8879	0.8844	0.8859	0.8834	0.8830
0.8	K_1	0.8339	0.8612	0.8717	0.8777	0.8816	0.8843	0.8867	0.8882	0.8897	0.8909	0.8918	0.8918	0.8927	0.8933	0.8939	0.8945	0.8951	0.8957	0.8960	0.8963
	K_2	0.9995	0.9446	0.9351	0.9296	0.9260	0.9240	0.9214	0.9204	0.9188	0.9175	0.9175	0.9168	0.9158	0.9158	0.9158	0.9145	0.9126	0.9082	0.9172	0.9063

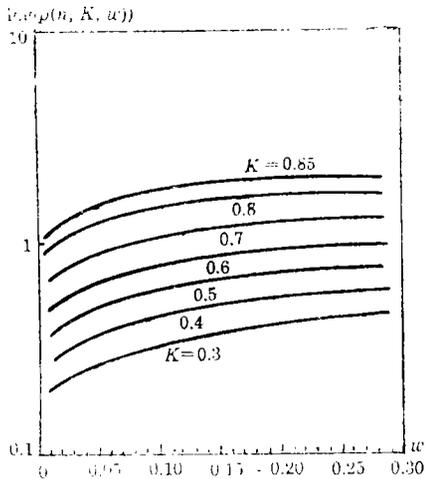


图5 Robertson-Stiff 流体波动
压力系数($n=0.8$)

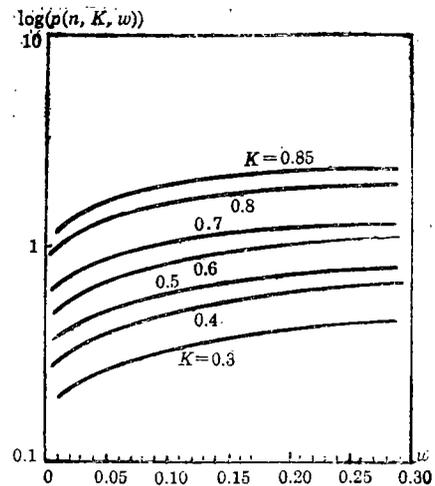


图6 Robertson-Stiff 流体波
动压力系数($n=1.0$)

四、计算示例

设有一口井， $9\frac{5}{8}$ "（内径为222.5mm）套管下至3395米。从600米处开始造斜，斜井为30度。井内充满钻井液，用 Robertson-Stiff 流变模式描述其流变性时， $\tau_0=6$ 帕， $B=88.7$ 秒⁻¹， $n=0.5524$ ，此时井内钻具组合为：8"Bit+6.5"DC(90米)+5"DP(3305米)，若以1米/秒的下钻速度下钻至套管鞋处，计算套管鞋处的波动压力与泥浆附加密度值。

忽略管柱接头处的影响，将整个环空分为两部分，即钻杆环空与钻铤环空，最后将计算结果相加，就得到套管鞋处的波动压力值。

钻铤环空：

$$K = 165.1/222.5 = 0.742$$

$$R = 222.5/2 = 111.25(\text{mm})$$

$$w = 0.1013$$

从而由式(3.9)、(3.11)可以计算出 K_1 、 K_2 分别为： $K_1=0.8305$ ， $K_2=0.9205$ ，由式(3.13)得： $p(n, K, w)=11.11$ ，从而可求出波动压力 $P_1=P_s \cdot 90=107.865$ 千帕。

钻杆环空：

$$K = 127/222.5 = 0.5708$$

$$R = 222.5/2 = 111.25(\text{mm})$$

$$w = 0.1013$$

从而由式(3.9)、(3.11)可以计算出 K_1 、 K_2 分别为： $K_1=0.683$ ， $K_2=0.910$ ，由式(3.13)得： $p(n, K, w)=4.4$ ，从而可求出波动压力 $P_2=P_s \cdot 3305=1570.245$ 千帕。

套管鞋处的波动压力为 $P=P_1+P_2=1678.11$ 千帕。

泥浆附加密度 ρ 为：

$$\rho = \frac{P}{g \cdot H} = \frac{P}{9.8(600 + (3395 - 600) \cdot \cos 30^\circ)} = 0.0567 \text{ g/cm}^3$$

五、结 论

1. 基于 Robertson-Stiff 流变模式, 建立了定向井同心环空中稳态波动压力计算模式。
2. 计算了不同条件下环空中流核尺寸和波动压力系数的大小。

参 考 文 献

- [1] G. E. Cannon, *Changes in Hydrostatic Pressure Due to Withdrawing Drillpipe from the Hole*, Drill and Prod Prac API, (1934), 42.
- [2] J. A. Burkhardt, *Wellbore Pressure Surges Produced by Pipe Movement*, JPT, (1961), 595
- [3] E. H. Clark, Jr., Bottom hole pressure surges while running pipe, *Pet. Eng.*, 27 (1955), 86.
- [4] R. E. Robertson and H. A. Stiff, Jr., An improved mathematical model for relating shear stress to shear rate in drilling fluids and cement slurries, *SPE J. Trans. AIME*, 261 (1976), 31-36.

Study on Steady Surge Pressure for Yield-Pseudoplastic Fluid in a Concentric Annulus

Wang Haige Liu Xisheng

(Petroleum Department of Petroleum University, Beijing 102249, P.R.China)

Abstract

Surge pressure caused by pipe moving through the wellbore full of drilling fluid is the main factor affecting wellbore stability, on which the additional mud density is designed. Thus it is desired to predict the surge pressure with high accuracy. While this is closely related with the selection of mud rheological models. Yield-Pseudoplastic model which has three parameters and is famous for its higher accuracy has been used to describe the mud rheological properties in recent years. Based on this model the paper presents a new theoretical model for calculating surge pressure caused by mud viscosity during tripping or casing in a concentric annulus of directional wells under steady laminar situation. For convenience, the paper plots the distribution of the coefficients of surge pressure for different conditions. An example is given. These results provide the basis for controlling pressure surges and tripping velocity.

Key words non-Newtonian fluid, surge pressure, tripping annular, space directional wells