

油气运移聚集的流体动力学机理问题

陶 一 川

区”^[3] (原书100页)。后者虽然也指出要用折算地层压力来区分高、低压区才能消除构造起伏的影响,但在谈到背斜油藏的形成时,又把背斜圈闭的最高部位说成是“压力最低的地方”^[3] (原书171页)。显然这里又是指非折算的普通地层压力,因为背斜脊部的折算地层压力总要高于运移下游翼的折算压力。

下面再摘引一些诸如此类的涉及运移、聚集流体动力学机理并且值得进一步探讨的观点。其中第1、2条涉及地下流体的受力状态,也是问题讨论的起点;第3、4、5条涉及地下流体运动的基本规律——油气水运移方向和速度大小受什么动力因素的控制。

1. “如果地层水处于静止状态,产生静水压力,这种压力的作用方向铅直向下,即同一层内海拔高程相同的各点压力相等。当静水压力平衡遭到破坏,地层水发生流动,就产生动水压力……。在储集层内水对任何一点所施的总压力就是静水压力和动水压力之和,而该点的总压力梯度就是这两种压力梯度的向量和”^[3] (原书210—211页)。

2. 图1是尼格里亚文章^[1]中图15的一部分,他想说明小油珠上的合力是怎样组成的。

3. 图2的作者认为,在图示的储集层中,地下流体流动服从如下形式的达西定律:

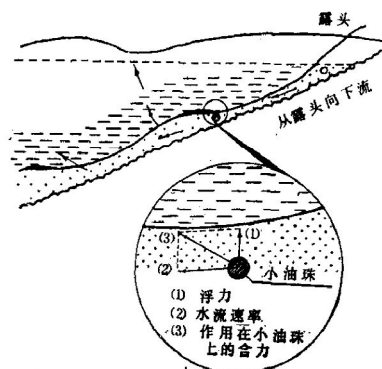


图1 水动力阻挡上升油气时的
受力状态
(据Neglia, 1979)

1) 查普曼 (Chapman)^[4]已指出孔隙压力的提法不妥。

$$Q = K \frac{(P_1 - P_2) Ft}{\mu L} \quad (1)$$

式中：Q 为通过地层 L 段的流量， $(P_1 - P_2)/L$ 为水压梯度，即单位距离的压力降，K 为渗透率， μ 为粘度，F 为断面面积，t 为时间。这个图上显然有 $h_1 > h_2$ ，故 $P_1 > P_2$ 。作者原意是要说明流体从高压区流向低压区，但此图反而说明流体是从低压区流向高压区。

4. 马加拉(Magara)和真柄钦次^[5,6,7](分别见原书 88—90 页、544 页、59—60 页)认为，在厚度为 l_0 的新沉积物瞬时负荷增加后(图 3)，经时间间隔 t，泥岩柱中深度 Z_1 处的流量 Q_1 为

$$Q_1 = - \left(\frac{k_1}{\mu_1} \right) \left(\frac{dPa}{dz_1} \right) t = - \left(\frac{k_1}{\mu_1} \right) (\rho_{b_0} - \rho_w) g t \quad (2)$$

式中： ρ_{b_0} 为新增加的沉积物的密度， ρ_w 为水的密度， μ_1 为水的粘度， k_1 为深 Z_1 处页岩的渗透率(原图未标明 Z_1 的位置)，g 为重力加速度， $\frac{dPa}{dz_1}$ 为剩余压力梯度。此式既按 Z_1 求导又指为某个深度，兼变量与常数于一身。而且由此式估算的压实排水量与加载层厚度无关，而与时间成线性关系。

5. 图 4 的作者说：“在 AB 段内，水力损失小，水动力居主导地位，合力 F 偏向 F_w ，油气随水顺层运移。在进入背斜范围后，水流上升，需要克服水柱本身重量所造成的阻力，水的流速渐慢；向背斜圈闭顶部水流逐渐近于相对停滞，水动力作用愈渐微弱，而浮力沿储集层上倾方向的分力则增大，浮力居主导地位，合力 F 偏向 F_b ，油气向上分异聚集，形成背斜油藏”^[3]。这里除了论述到流体动力学因素对运移速度的影响外，还与

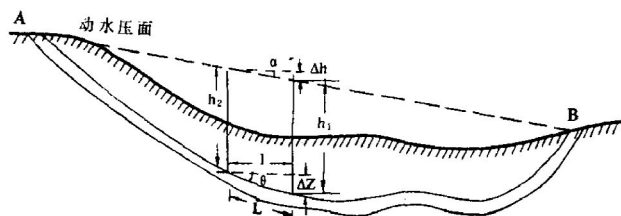


图 2 储集层的动水压面和任意两点间流量的关系
(据西北大学《石油地质学》，1979)

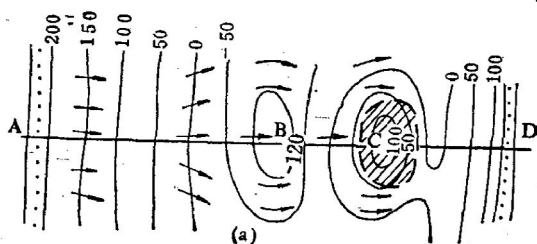
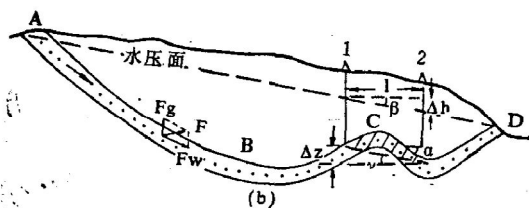


图 4 水压梯度作用下背斜圈闭中油气聚集
(据张万选等主编《石油地质学》，1981)

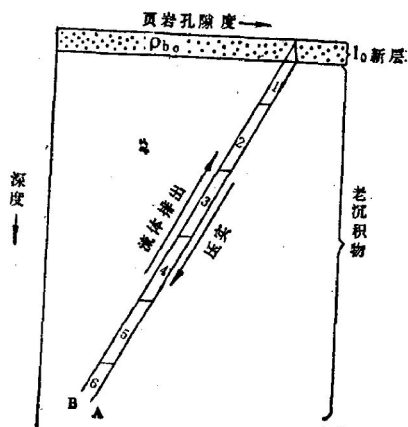


图 3 厚度为 l_0 的新沉积物引起的老泥质层逐步压实和流体排出
(据 Magara, 1978)

下面的第6条一样涉及油气聚集的条件和规模。

6. 有的作者^[2](原书205页)论及盖层最大封存油柱高度 z_0 时,从浮力、毛细管力和水动力的平衡关系得出:

$$z_0 = \frac{2\sigma\left(\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_p}\right)}{(\rho_w - \rho_o)g \pm \frac{dp}{dl}} \quad (3)$$

式中: r_t 为盖层喉道半径, r_p 为储集层孔隙半径, σ 为油水界面张力系数, ρ_w 、 ρ_o 分别为水、油密度, g 为重力加速度, $\frac{dp}{dl}$ 为水压梯度。此式显然不同于伯格(Berg)^[8]的公式:

$$z_0 = \frac{2\sigma\left(\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_p}\right)}{(\rho_w - \rho_o)g} \pm \left(\frac{\rho_w}{\rho_w - \rho_o}\right) \frac{dh}{dx} X_0 \quad (4)$$

式中: $\frac{dh}{dx}$ 为沿流线 dl 的水平投影 dx 上水头变化率, X_0 为含油带水平宽度。面对上述两个公式该何所适从呢?

上述种种观点,都涉及到一个带根本性的认识,就是我们应该用什么样的判据才能指明油气水运移和聚集过程进行的方向和限度。哈伯特(Hubbert)的一系列经典性的论文^[9-12]已为解决这项课题奠定了基础。本文试图根据他的基本理论来分析一下上述诸问题,与有关作者商榷,并对油气运移聚集定量研究方面当前一些主要成果进行统一的处理和解释。

二、地层流体压力和流体的势

静水压力的作用方向是铅直向下的吗?不是,或者说不尽然。工程上习惯说的静水压力实际上是静水压强,它不是一个只有一个确定方向的向量。对于流体中的任何一点,不同方向来的挤压力都相等,它总是垂直地指向通过该点的任意一个作用面。当作用面方位变化时,沿内法线作用于该面上的挤压力方向也相应变化。当包含该点在内的作用面取得越来越小直至无限小时,这个面上的平均挤压力强度(单位面积上的挤压力大小)趋向于一个不变的数,这个数就被取作该点的压强或工程上常说的压力。显然它是各向均等的,所以流体中的应力椭球面是一个球面。我们要小心地区分“压力”一词的两种含义。就压强意义来说的“压力”就是指这个与方向无关的强度值,这个应力椭球半径的数值。它是一个标量,具有因次 $L^{-1}MT^{-2}$ 。而就相对于拉力来说的“压力”,则总是一个既有大小又有方向的力,一个向量,具有因次 LMT^{-2} 。常以作用于某个面上的“总压力”一词来示区别。地层中的静水总压力的方向也是视作用面而异。饱含地层水的岩石的浮力效应^[12,13]正是可以看成静水总压力向上作用于岩石底面的力大于向下作用于岩石顶面的力而造成,二者之差相当于与岩石固体部分相同体积的水体重量。

静水情况下同一层内高程相同的各点的流体压力相等也不只是在铅直向下方向上相等,还必然在所有方向上都相等。否则就会发生流动,静水平衡破坏,静水压力转化为动水压力。这时,同一层内高程相同的各点流体压力一般是不相等的。动水压力仍具有

压强的含义, 即同一点上不同方向的压力大小也看作是相等的¹⁾。地下液体流动时是否一定从动水压力大的一端流向动水压力小的一端呢? 未必。一个稳定流动的液流上游某过水断面1上的动水压力与下游某过水断面2上的动水压力之间有以下近似的关系式:

$$\frac{p_1}{\rho} + gz_1 + \frac{1}{2} q_1^2 = \frac{p_2}{\rho} + gz_2 + \frac{1}{2} q_2^2 + w_1 \quad (5)$$

式中: p 为动水压力, z 为高程, q 为流速, w_1 为单位质量液体的能量损失。这就是著名的伯诺里方程。导出这个关系时要求流体是不可压缩的稳定流动, 流线没有急剧弯折, 因此用于气体时形式上有所修正^[14,15]。伯诺里方程代表了单位质量流体在流动过程中的能量守恒关系。此式第一项是压力所作的功, 可看作弹性能。第二项是重力引起的位能。第三项是动能。三项之和为单位质量流体所具有的总机械能。上游断面1的总机械能一定大于下游断面2的总机械能, 即断面1上三项之和大于断面2上之和, 而单位压能 $\frac{p_1}{\rho}$ 则未必大于 $\frac{p_2}{\rho}$ 。当流动停止时, q 、 w_1 皆为零, (5) 式变成:

$$\frac{p_1}{\rho} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho} + gz_2 = \text{常数} \quad (6)$$

$$p_1 - p_2 = -\rho g (z_1 - z_2) \quad (7)$$

于是(6)式中的压力状态又回到静水压力, 它服从(7)式所表示的静水压力分布规律。

正如热力学第二定律所揭示的规律那样, 作为一个机械过程的地下流体渗流过程, 由方程(5)所体现的流体流动自发进行的方向也总是从单位机械能较高的地方流向机械能较低的地方。只要低压区的流体单位机械能大于高压区的单位机械能, 流体就会自动从低压区流向高压区。这个过程进行的限度就是流体进入到它自身的势能相对最小区而动能零, 即进入平衡状态。对于油气来说, 这个区域正是地层中油气被水动力圈闭捕集起来的地方(图5)。哈伯特早在30年前就透彻地解决了这个油气运移和捕集的能量原理^[10]。1977年格雷泰纳又一次指出: “一个常见的错误观点是认为水从高压区向低压区流动”^[16](原书13页)。到今天还可见到这类谬误流传, 可见不花力气还难以打破这个顽固的传统观念。

哈伯特所定义的流体的势就是这样
一个作为单位质量流体所具有的机械能的量 ϕ ^{[9]、[10]}:

$$\phi = gz + \int_0^p \frac{dp}{\rho} + \frac{q^2}{2} \quad (8)$$

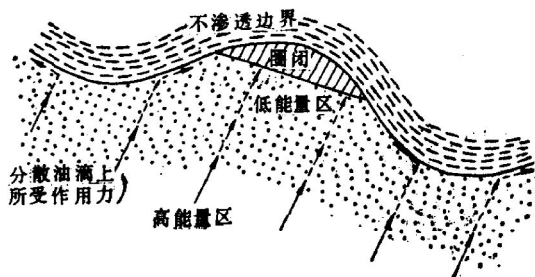


图5 水中分散状石油从高能量区运移到低能量区示意图

1) 实际液体的动水压强是与静水压强不同的, 但是可以证明, 同一点上沿三个彼此正交方向的动水压强平均值是一个常数, 且与作用点的方向无关。我们将这一平均值定义为一点的动水压强。

这里由于考虑到气体的可压缩性而出现了带积分的项。地下流体的流速是极其缓慢的,很少大于1厘米/秒,实际上可把动能看作零。此定义取基准面压力为一个大气压, p 用表测压力值(即绝对压力减1, 基准面的表测压力值为零)。于是从基准面到高程为 Z 处的流体压力 p 的积分限为0到 p 。实用中流体的势就定义为单位质量流体的势能:

$$\phi = gz + \int_0^p \frac{dp}{\rho} \quad (9)$$

油和水通常看作不可压缩的, 其密度不随压力变化, 可从积分号下提出, 于是地下油和水的势就定义为:

$$\phi = gz + \frac{p}{\rho} \quad (10)$$

它与伯诺里方程中单位质量流体的势能是一致的。在工程上常用的是单位重量流体的势能, 而单位质量的流体具有重量 g , 所以用 g 除 (10) 式即得单位重量流体的势能:

$\frac{\phi}{g} = Z + \frac{p}{\gamma}$, 其中 γ 是重度(单位体积流体的重量)。它恰好是长度因次, 相当于从基准面到测压管中水面的高度(图6)。这个高度称为水头, 以 h 表示。流体的势与水头之间显然有着简单的正比关系, 这从势的定义中也可以推出:

$$\phi = gz + \frac{p}{\rho} = gz + \frac{\rho g (h - z)}{\rho}$$

$$\therefore \quad \phi = gh \quad (11)$$

$$h = z + \frac{p}{\rho g} = \frac{1}{g} \phi \quad (12)$$

可见, 地层中某点A流体的势可以看作是从基准面升举单位质量流体到该面上高度 h 所作的功。而水头则是对单位重量流体所作的这种功。我们可以用代表地下水水头面的测压(管)水面(Piezometric surface)来表示地下水的水势面或测势面(Potentiometric surface)。遗憾的是, 国内一些书刊或译文中, 往往把测压水面或水势面与动水压力面乃至静水压力面混为一谈, 从而也往往把代表水头梯度的水力坡度或水势梯度与水压梯度混为一谈, 导致了应用公式中的混乱。另外, 现又常见把“Potentiometric surface”翻译成“势能面”(或面能面), 这也是不够准确的。因为势能是与物体质量的大小有关的量, 而这里的术语“势”则已消除了这个因素, 都化为单位质量的势能, 即势。

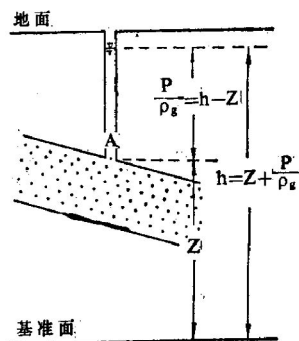


图6 地层流体压力与水头关系图

p —地层中A点的流体压力;
 h —该点的水头;
 z —该点相对于基准面的高度

三、地下流体的势与力场

地下流体势的存在是由于流体的力场性质决定的。利用流体势的分布可以方便地掌握流体在它可能占据的地层空间中的受力状况。这不仅有助于了解油气运移和聚集的机理, 而且可以为定量研究运移速度、聚油高度等问题奠定基础。

既然流体某点的势只取决于该点的高程和压力, 而压力是在该地层空间中连续变化的, 所以, 流体的势要么在整个空间是个常数(当流体静止时), 要么有连续的变化(当流体运动时)。前者构成等势空间, 每个流体微团受到的合力为零, 该流体处于平衡状态(图7a)。后者可看作空间被一系列等势面所划分, 单位质量流体从高势面流到相邻的低势面所减少的势能 $\Delta\phi$ 正是二等势面的间隔势差值(图7b)。流体微团受到的合力方向自然是与等势面相垂直。这说明在充满流体的地层空间存在着一个由处处与等势面正交的力线所组成的力场, 力线的指向正是空间中势减小最大的方向, 即势梯度的负方向。这个力场沿二相邻等势面间距离上对单位质量流体所作的功就是此间隔上的势差值 $\Delta\phi$ 。而单位质量流体在力场中所受力的大小 E 就是力场对它在单位距离上所作的功 $-\frac{\Delta\phi}{\Delta S}$, 即负势梯度的数值。结合这两个方面, 可见负势梯度是一个既有大小又有方向的向量。哈伯特把单位质量流体在力场中受到的力 E 定义为力场强度^[9,10];

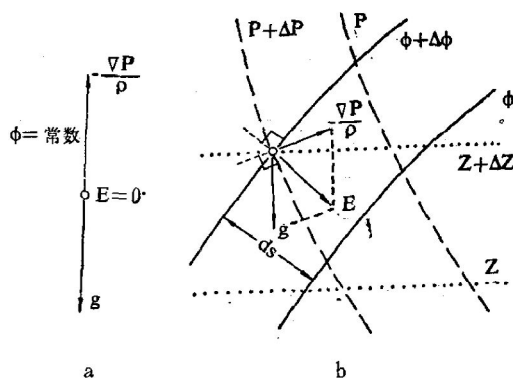


图7 a. 静水环境中单位质量水上所受的力和水体的势;
b. 动水环境中的等压面、等势面及水力场强度的关系

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (13)$$

式中: $\nabla\phi$ 表示势梯度(∇ 是哈密顿算符)。考虑到势的定义(10)式, 则

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi = -\nabla(gz + \frac{p}{\rho}) = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho}\nabla p \quad (14)$$

式中: $\mathbf{g}$ 为单位质量流体的重力。这是一个向量方程。它表示了作用在单位质量流体上的力是铅直向下的重力以及乘以密度倒数的流体压力负梯度之向量和。前一分量是体积力, 后一分量代表了作用在单位质量流体所占体积 $\frac{1}{\rho}$ 上的表面力。在静水环境中, 体积力与表面力大小相等方向相反, $\mathbf{E}=0$ (图7a), 或者由(14)知

$$\mathbf{g} = \frac{1}{\rho}\nabla p \quad (15)$$

但是, 在动水情况下, 此二力不能平衡, 其合力驱使了流体的运动(图7b)。

当油、气分别以独立相态分散在地层水体中时, 若忽略毛细管力作用, 则单位质量油气上所受的力同样可以用(14)表示, 只是分别用各自的密度值而已。于是油、气的力场强度为:

$$\mathbf{E}_o = -\nabla\phi_o = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_o}\nabla p \quad (16)$$

$$\mathbf{E}_g = -\nabla\phi_g = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_g}\nabla p \quad (17)$$

可见油、气上也受到两个分力: 一是单位(质量的)重力, 另一是单位质量油、气

所占体积上由负的水压梯度所造成的表面力。由于油气水密度不同,单位质量各自所占体积不同,由负水压梯度所造成的表面力也就不同。在静水环境中,油气的力场强度 E_o 、 E_g 是铅直向上的(图8)。我们来看一下 E_o 这时的含义是什么。考虑到(15)、(16)式则可变换为:

$$E_o = g - \frac{1}{\rho_o} \Delta p = g - \frac{\rho_w}{\rho_o} g = \frac{\rho_o - \rho_w}{\rho_o} g$$

$$E_o = -v_o (\rho_w - \rho_o) g \quad (18)$$

式中: $v_o = \frac{1}{\rho_o}$ 是单位质量油的体积——比容,负号表示 E_o 与 g 方向相反。对于气的力场强度 E_g 也有类似关系:

$$E_g = -v_g (\rho_w - \rho_g) g \quad (19)$$

再看动水环境中油气水的受力情况。我们画出在同一点上分别是油气水时的力场强度及其分量(图9)。这时公有分量 g 是相同的,而另一分量虽然方向相同(负压力梯度

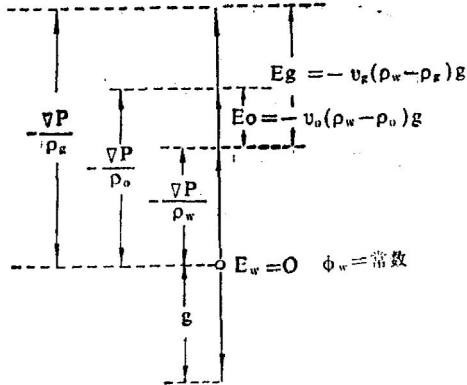


图8 静水中同一点上气、油、水的力场强度——该流体单位质量上所受的力

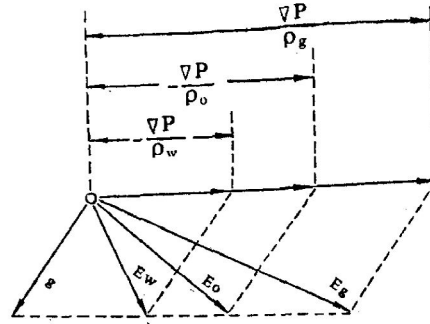


图9 动水中同一点上气、油、水的力场强度——该流体单位质量上所受的力
(据哈伯特[10], 1953)

方向),但因密度不同而有不同大小,结果在合力大小和方向上都不相同。在倾斜地层中某个适当水流速度下,油气水可能向不同方向运移(图10)。油气水力场强度的差异性实质上是密度的差异性引起,它是浮力因素的表现。所以当我们以后用油气的力场强度来分析油气运移聚集问题时,浮力作用已自然包括在内,不必另外再考虑。这也是用力场强度来处理问题时的一大优点。

现在来讨论一下尼格里亚的合力图(图1)。显然,水流速度与浮力并非具有相同因次的物理量,根本不能按向量合成。那么,是否可以直接用水的力场强度与浮力来求出合力呢?下

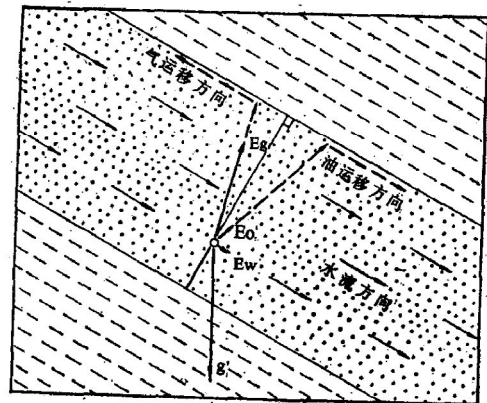


图10 储集层中由各流体力场强度所决定的油气水运移方向示意图
(据哈伯特[10], 1953, 略修改)

面谈谈它们的关系。考虑到 (14)、(16) 式,

$$E_w = g - \frac{1}{\rho_w} \nabla p, \quad E_0 = g - \frac{1}{\rho_0} \nabla p$$

则可找出 E_0 和 E_w 的关系为:

$$E_0 = g - \frac{\rho_w}{\rho_0} (g - E_w) = -\frac{\rho_w - \rho_0}{\rho_0} g + \frac{\rho_w}{\rho_0} E_w \quad (20)$$

或

$$E_0 = -v_0 (\rho_w - \rho_0) g + \frac{\rho_w}{\rho_0} E_w \quad (21)$$

(21) 式前一项相当于静水中作用于单位质量石油所占体积上的净浮力 (阿基米德浮力减去油自重), 后一项相当于把原来作用于单位质量水上的力作用于单位质量油上而放大的作用力 (图 11-a)。其放大系数为 $\frac{\rho_w}{\rho_0}$ 。我们不

妨把 $\frac{\rho_w}{\rho_0} E_w$ 称为作用于单位质量石油上视水力场强度。因此, 可以按 (21) 式把尼格里亚的合力图修正为图 11-b。

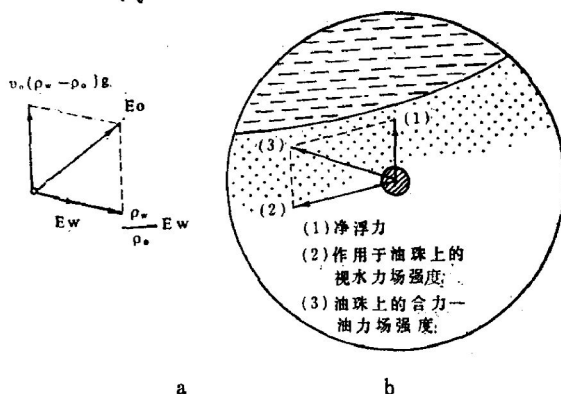


图 11 a. 动水中油力场强度按净浮力和视水力场强度的分解;
b. 对图 1 所示合力的修改

四、地下流体运移与达西定律

地下油气水受力后运动的基本规律是由达西定律表述的。正是达西定律把地下流体的流速分布——流场与力场联系了起来 (图 12)。

正像欧姆定律在电学中的重要性一样, 达西定律构成了地下流体力学及油贮力学的基础。它们在表达形式上都是相似的。因此可以把达西公式写为:

$$q = \sigma E \quad (22)$$

式中: q 为流速, E 为流体的力场强度, σ 为流体传导系数 ($\sigma = \frac{k\rho}{\mu}$), k 为渗透率, μ 为粘度, ρ 为密度。(22) 式可以展开为等价的各种表达式:

$$q = \sigma E = -\frac{k\rho}{\mu} \nabla \phi = -\frac{k\rho}{\mu} g \nabla h \quad (23)$$

$$q = \frac{k\rho}{\mu} \left[g - \frac{1}{\rho} \nabla p \right] = \frac{k}{\mu} [\rho g - \nabla p] \quad (24)$$

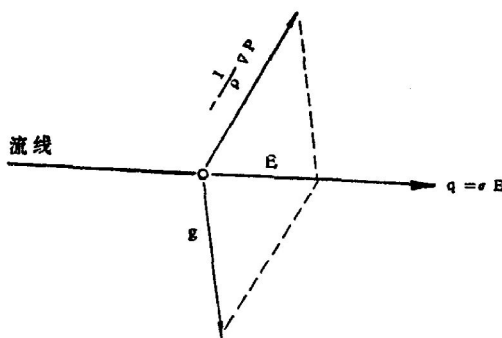


图 12

但是, 由于对地下流体动力认识上的不明确, 带来了表述和应用达西定律上的偏差。(1)式是经常见到的一种错误形式。它可能起源于马斯盖特^[18]早年提出过的一个有错误的达西定律一般表达式:

$$q = -\frac{k}{\mu} \nabla p \quad (25)$$

这个式子并不符合达西本人的原始表达式^[11], 他的原始式是相当于(23)式右端以水头梯度表达者。(25)式把压力梯度当作渗流的唯一动力。此式只是在水平流动的特殊情况下才适用。在地层有起伏或实验岩样不是水平安装的一般情况下, 就会导致错误。

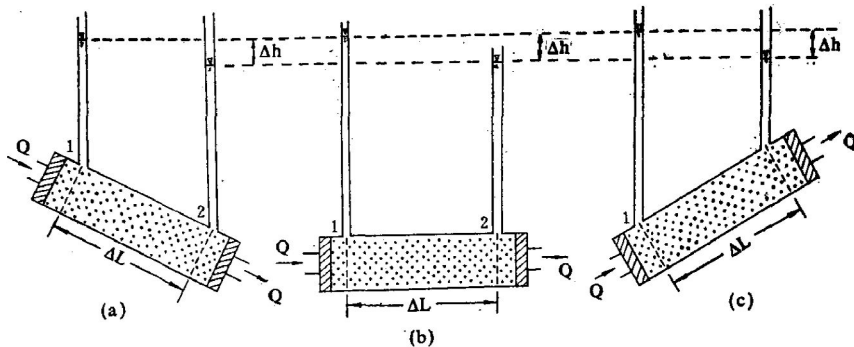


图13 假想地层中不同倾向部位流动状况与达西定律的应用示意图

设想图13从左到右三个实验岩样装置的倾角分别相当于图14中的AB段、B处、BC段岩层部位的倾角, 我们来看看它们的流动状况。若保持1、2两端水头差 Δh (或水势差) 不变, 岩样长度及其它物理参数不变, 只是1、2两端的相对高度不同, 因而压力也不同。在这个实验中可以观察到, 流体始终是从1端流向2端, 它既可以从高压端流向低压端 (图13b和c), 也可以从低压端流向高压端 (图13a)。由于水头梯度 (势梯度) 不变, 流速也是不变的。它不会因向下流动而加快, 也不会因向上流动而减慢。达西定律不因相对于地球重力场中流动方向不同而变, 只要势梯度相同流量就相同, 不管是与重力相同或相反方向流动, 或者是在三维空间中任意其它方向流动。那种认为沿岩层下倾方向流动水力损失就小, 沿上倾方向进入背斜范围因水流上升而流速渐慢, 到背斜顶部就近于停滞, 油气因而就地聚集的看法是没有根据的, 不符合流体渗流的基本规律的。

而且, 一个流动系统中流速的分布还有它自身的制约机理——连续性原理。在一个既无新源又无漏失的流动系统中, 上下游各断面上的总流量保持不变, 断面小则流速大, 断面大则流速小。我们当然没有理由认为背斜顶部断面定会增大, 也更不能想像背斜在上游一翼断面大流速小而在下游一翼断面小流速大。

达西定律在两种情况下可以用流体压力梯度代替势梯度的地位, 一种是水平流动, 另一种是有异常地层压力时用剩余流体压力梯度。而这两者都是从势梯度推演出来的。但如何选用压力梯度还会碰到问题。

马加拉得出式(2)中剩余压力梯度时认为, 由于新层 l_0 的瞬时沉积引起泥岩中剩余流体压力的增加量可表示为:

$$(P_{l_0})_a = (\rho_{b_0} - \rho_w) \cdot g \cdot l_0 \quad (26)$$

于是他求得剩余压力梯度为

$$\frac{dP_a}{dz} = \frac{(P_{10})_a}{l_0} = (\rho_{b0} - \rho_w) \cdot g \quad (27)$$

再把此结果代入达西公式, 他得到求排水量的关系式(2)。但是(27)式所得到的压力梯度实际上是剩余压力随新层厚度 l_0 的变化率, 也就是沉积单位厚度所增加的剩余压力值, 不能作为下伏泥岩层中的剩余压力梯度。(26)式所表示的并不是泥岩层中剩余压力随深度的变化, 而是在所有深度上都同等增加的剩余压力值。 l_0 并不随深度而变, 导数 $\frac{dP_a}{dz} = 0$ 。结果泥岩中流体压力分布梯度未变, 仍保持原先的正常压力梯度。按巴斯喀原理, 只是由于增加了一个表压 $(P_{10})_a$, 而普遍提高一个数量 $(P_{10})_a$ 。图14中AC段相当于压力 $(P_{10})_a$, CD是泥岩层中由于新层 l_0 瞬时沉积后所发生的压力分布, 假定在封闭状态下压力未曾耗散。这时剩余压力梯度只能出现在新老层边界上的一个很小间距 ΔL 上。通常 $\Delta L < l_0$, 因为新层中流体压力仍是正常分布的, 如OA段。因此剩余压力梯度并非(27)式所示的 $(\rho_{b0} - \rho_w)g$, 而应更大。其值受到传导系数(主要是渗透率)的控制, 并与新层厚度 l_0 有关, l_0 越大异常压力梯度也越大。异常压力耗散过程是个不稳定过程, 不可能有一个稳定的梯度, 当然也无法保持与时间间隔成线性关系。像(2)式那样估算时间 t 后的运移量就未免离实际太远。这种情况下的数学模型须考虑到压力与孔隙率的不稳定变化过程^[18-21]。

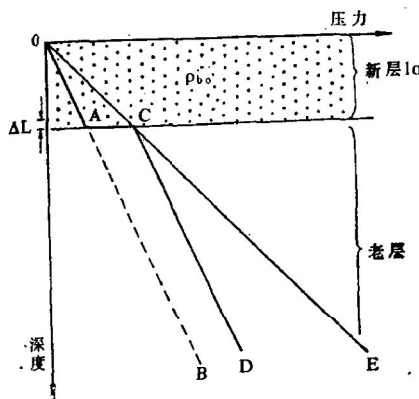


图14厚度为 l_0 的新层沉积后老泥岩层中流体压力的分布(ACD)及上覆负荷压力的分布(CE)

泥岩中含较高超压的孔隙流体与毗邻砂岩层含较低超压或处于常压的孔隙流体之间形成一定的势梯度。有人认为“这种位能梯度与上覆负荷压力就是泥岩中流体向外运移的主要动力”^[22](原书118页)。这种提法使人感到除了势梯度或剩余压力梯度以外, 还有上覆负荷压力梯度在起作用。实际上, 异常流体压力主要是上覆负荷压力造成的。上覆负荷压力中就包括上覆的流体压力。只有异常流体压力才是唯一能驱动流体运动的部分。而上覆负荷压力也只有通过造成异常压力才有所作用。上覆负荷压力的另一组成部分是岩石有效应力^[12, 16], 此应力只存在于岩石的固体部分(颗粒、基质等之间), 并不作用于流体。因此只用流体势梯度作为流体运移的动力就够了, 这正是达西定律所表述的。

五、油气水的势分布与油气聚集

油气水在地层中的分布是由各自的势分布(势场)所决定的。在地层流体系统中, 水势、油势、气势既相互影响又自成系统。在静水环境中, 水势在整个地层中是常数。但水中未分开的油气则不然, 油势、气势在此地层剖面中并不是常数。它们的高势区在下, 低势区在上, 等势面都是水平的, 负势梯度方向铅直向上, 气的势梯度大于油的

势梯度, 气比油上升更快 (图8)。只要油、气的负势梯度指向遮挡边界的凹面, 比如背斜顶部, 形成一个封闭的低势区, 油气就可以在那里聚集起来。这时油水边界是水平的, 它是与油势梯度方向垂直的油等势面。

在动水环境中 (图15、16), 水由高水势区流向低水势区, 水的负势梯度方向指向下游。油和气的负势梯度方向也向下游偏转 (分别与 E_o 、 E_g 同向)。油比气偏转角度更大。作为油等势面出现的油水界面也发生相应偏转, 以保持油等势面与油势梯度方向正交。气水界面偏转比油水界面小。油气界面则保持水平, 因油气都是静止的。这样, 在动水环境下, 不渗透遮挡边界凹面可封闭的低势区也向下游偏移。一个枢纽面与油气势梯度偏斜方向一致的背斜构造, 或者一个水流向下游流动的储集层中的台阶式或鼻状构造, 都可形成有利的油气低势圈闭区, 只要遮挡边界下游侧的倾角大于油水界面倾角即可。

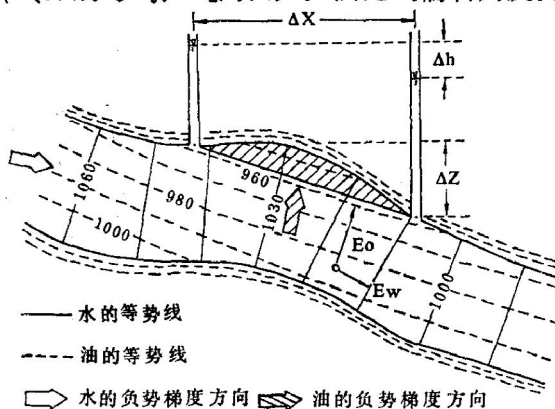


图15 形成水动力圈闭时水势分布、油势分布、力场及运移聚集方向的关系

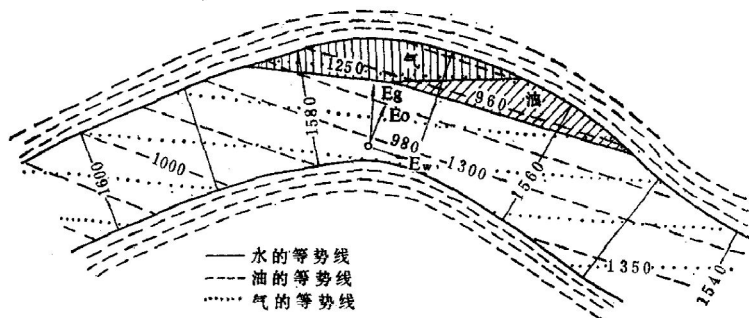


图16 油气聚集时水、油、气的势分布、力场和各界面关系

油气聚集不是简单地发生在低压区或折算地层压力的低压区, 只有通过油气的势分析才能指明油气运移方向和聚集场所。

在动水环境中油水界面发生倾斜, 说明油势分布受到水势分布的影响。油藏的形状、位置和高度等都与水动力的作用有关。这个“水动力”并非单纯的动水压力, 而是包括重力在内的水的力场作用力。反之, 这种水动力 (Δh) 所造成的高差 (Δz) 也正好是水动力所能遮挡住的油柱高度。哈伯特^[10]、威利斯 (Willis)^[23] 等已从不同途径得到界面高差与水头高差的关系式

$$\Delta z = \frac{\rho_w}{\rho_w - \rho_o} \Delta h, \quad (28)$$

它可以用来描述图17所示油水分布情形。

根据前述基本理论, 下面从势和力场的角度探讨油柱高与水头差的关系。既然油

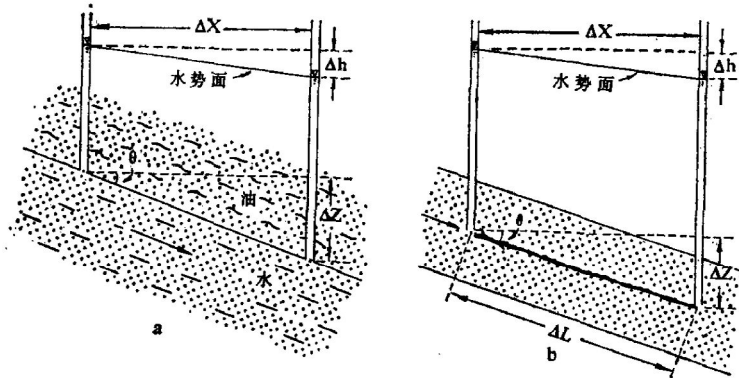


图17 a. 水动力圈闭的油水界面高差与水头差关系;
b. 水动力阻挡的油柱高度与水头差关系

柱处于平衡状态, 则在截面积为1、长为 ΔL 的油柱上合力为零, 即 $\Delta L \rho_0 E_0 = 0$, ΔL 为与水流平行的有向线段, 取其铅垂投影与重力方向一致时为正。由(20)式知:

$$\Delta L \rho_0 \left[-\frac{1}{\rho_0} (\rho_w - \rho_0) g + \frac{\rho_w}{\rho_0} E_w \right] = 0 ,$$

$$(\rho_w - \rho_0) \Delta L \cdot g = \rho_w \Delta L \cdot E_w .$$

式中: $\Delta L \cdot g$ 的标量积为 $\Delta Z \cdot g$ 。再考虑到(13)式, 有

$$\rho_w \Delta L \cdot E_w = \rho_w \Delta L \left(-\frac{d\phi_w}{dL} \right) = -\rho_w \frac{d\phi_w}{dx} \frac{dx}{dL} \Delta L =$$

$$= -\rho_w \frac{d\phi_w}{dx} \Delta x = -\rho_w g \frac{dh}{dx} \Delta x = \rho_w g \Delta h ,$$

$$\therefore \Delta Z g (\rho_w - \rho_0) = \rho_w g \Delta h , \quad (29)$$

以及
$$\Delta Z = \frac{\rho_w}{\rho_w - \rho_0} \Delta h . \quad (30)$$

(29)式说明在高为 Δh 的水头差下所能遮挡的油柱高度为 ΔZ 。因为 $\rho_w/(\rho_w - \rho_0) > 1$, 所以 $\Delta Z > \Delta h$ 。 ΔZ 的放大系数为 $\rho_w/(\rho_w - \rho_0)$, 其值一般在10左右。前面(3)式之所以有误就是只用压力差去平衡油柱, 而没有用水头差。

在考虑毛细管压力封盖油柱的高度时, 同样可用毛管力与油力场作用力建立平衡式

$$2\sigma \left[\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_p} \right] + \rho_0 \Delta L \cdot E_0 = 0 . \quad (31)$$

符号同(4)式的说明。此式无论对静水或动水环境, 无论水头梯度为铅直方向或沿层方向都可适用。

在静水环境下, 由式(18), 油的力场强度为 $E_0 = -\frac{1}{\rho_0} (\rho_w - \rho_0) g$, 这时 ΔL 就是油柱高 ΔZ , 所以

$$\Delta Z = \frac{2\sigma \left[\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_p} \right]}{g (\rho_w - \rho_0)} , \quad (32)$$

这就得出静水中毛管压力所能封盖的油柱高度公式。

在动水环境中, 由(29)式之推导可知:

$$\rho_0 \Delta \mathbf{L} \cdot \mathbf{E}_0 = -\Delta Z g (\rho_w - \rho_0) \pm \rho_w g \frac{dh}{dx} \Delta x, \quad (33)$$

$$\text{或} \quad \rho_0 \Delta \mathbf{L} \cdot \mathbf{E}_0 = -\Delta Z g (\rho_w - \rho_0) \pm \rho_w g \Delta h \quad (34)$$

其中正负号的取法是：当水流向下倾方向流动时，即 $\mathbf{E}_w$ 之铅直投影与重力方向一致时，取正号（ $\mathbf{E}_w \cdot \Delta \mathbf{L}$ 之标量积这时也为正数）；否则为负。 $\frac{dh}{dx}$ 在式中只取绝对值。

把(33)、(34)式代入(31)式就可得到同时考虑毛管力和水动力后所能封盖的油藏高度：

$$\Delta Z = \frac{2\sigma \left[\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_p} \right]}{g (\rho_w - \rho_0)} \pm \left[\frac{\rho_w}{\rho_w - \rho_0} \right] \frac{dh}{dx} \Delta x, \quad (35)$$

$$\text{以及} \quad \Delta Z = \frac{2\sigma \left[\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_p} \right]}{g (\rho_w - \rho_0)} \pm \left[\frac{\rho_w}{\rho_w - \rho_0} \right] \Delta h. \quad (36)$$

(36)式还适合于表示水力梯度为铅直方向的情形，因为这时显然 $\frac{dh}{dz} \Delta Z = \Delta h$ ， Z 为深度。

这样，我们从统一的力场油势分析出发，得到了与伯格^[8]研究地层圈闭时毛管压力作用相同的结果。看来，我们只好放弃(3)式，择(4)式而从之了。从(3)式还会推出一些逻辑上无法解释的谬误。推论之一是，在只考虑毛管力作用的静水条件下，出现在(3)式中的 $\frac{dp}{dl}$ 会等于正常静水压力梯度。该加还是该减呢？无论加减，其结果都会不同于(32)式。而(4)式此时因静水条件下水头梯度为零，右端第二项为零，与(32)式一致。推论之二是，在只考虑水动力而无毛管力作用时，(3)式分子为零因而整个右端为零，这与公认的前人结论(28)式相矛盾。而在(4)式中此时只是右端第一项为零，结果与(28)及(34)式是一致的。

结 语

地层中油气既可以从高压区到低压区运移，也可以从低压区到高压区运移。因此地层流体压力不能胜任油气运移方向的判据作用。它应让位于地下流体的势（力势——单位质量流体的位能与压能之和，其负梯度为单位质量流体所受的力）。由于地下流体的力场是有势的，用势来判断流体中自动发生的流动过程的方向和限度才是一个可靠的依据。实用中常可用与势等价的水头来表达。但要防止把“水压”与“水头”混为一谈，以免导致一系列基本认识上的错误。

地下油气水的分异和油气的聚集是由水体中的油势和气势决定的。在适当的地层条件配合下出现的油气低势区将构成有利的油气圈闭。用笼统的折算地层压力不可能指明油气聚集的方向和场所。

达西定律反映了地下流体运动的基本规律。只有正确遵循达西定律才能合理解释和处理地下油气运移聚集的一些基本事实。

用地下流体力场和势分析的方法可以统一处理和解释目前油气运移和聚集定量研究

上的一些主要成果。本文作了这方面的尝试，提出了油的力场强度按净浮力和视水力场强度的分解，并由此推出了水头差与油水界面倾斜高差间的关系式，毛细管力在静水、动水条件下封油高度的公式。

(收稿日期 1982年2月4日)

参 考 文 献

- [1] Neglia, S., 1979, Migration of fluid in sedimentary basins. AAPG Bull., Vol.63, No.4, P.573—597.
- [2] 西北大学石油地质教研室, 1979, 石油地质学. 地质出版社.
- [3] 张万选、张厚福等, 1981, 石油地质学. 石油工业出版社.
- [4] Chapman, R.E., 1980, Migration of fluid in sedimentary basins, Discussion, AAPG Bull., Vol.64, No.9, P.1538—1542.
- [5] Magara, K., 1978, Compaction and fluid migration—Practice petroleum geology, Elsevier sci. pub. co.
- [6] 真柄钦次, 1978, 压实与流体运移. 陈荷立等译, 1981, 石油工业出版社.
- [7] Magara, K., 1976, Water expulsion from clastic sediments during compaction—direction and volumes. AAPG Bull., Vol.60, No.4, P.543—553.
- [8] Berg, R. R., 1975, Capillary pressures in stratigraphic trap. AAPG Bull., Vol.59, No.6, P.939—956.
- [9] Hubbert, M. K., 1940, The theory of ground-water motion, Jour. of Geology, Vol.48, P.785—944.
- [10] Hubbert, M. K., 1953, Entrapment of petroleum under hydrodynamic conditions. AAPG Bull., Vol.37, No.8, P.1954—2026.
- [11] Hubbert, M. K., 1956, Darcy's law and the fluid equations of the flow of underground fluids, Petrol. trans AIME, Vol.207, P.222—239.
- [12] Hubbert, M. K. and Rubey, W.W., 1959, Role of the fluid pressure in mechanics of overthrust faulting, Geol. Soc. Ame. Bull., Vol.70, P.115—206.
- [13] Chapman, R. E., 1981, Geology and water. Martinus Nijhoff.
- [14] 清华大学水力学教研组编, 1981, 水力学, 上册. 人民教育出版社.
- [15] L. 普郎特等, 1981, 流体力学概论. 郭永怀等译, 科学出版社.
- [16] Gretener, P. E., 1977, Pore pressure, fundamentals, general ramifications and implication for structural geology. AAPG continuing education course note series #4.
- [17] Muskat, M., 1937, Flow of homogeneous fluids through porous media. McGraw-Hill, New York.
- [18] Smith, J. E., 1971, The dynamics of shale compaction and evolution of pore-fluid pressure. Mathematical Geology, Vol.3, No.3, P.239—263.
- [19] 小島圭二等, 1977, 泥岩の圧密と圧水流方程式の考え方. 石油技術協會誌, 第42卷, 第2号.
- [20] Yukler, M. A., cornford, C. and Welter, D. H., 1978, One-dimensional model to simulate geologic, hydrodynamic and thermodynamic development of a sedimentary basin. Geol. Rundschau, Vol.67, No.3, P.960—979.
- [21] Welter, D. H., and Yukler, M. A., 1981, Petroleum origin and accumulation in basin evolution—a quantitative model. Vol. 68, No. 8, P.1387—1396.
- [22] 陈荷立、汤锡元, 1981, 试论泥岩压实作用与油气初次运移. 石油与天然气地质, 第2卷, 第2期.
- [23] Willis, D. G., 1961, Entrapment of petroleum. In petroleum exploration handbook, G. B. Mody (ed.), McGraw-Hill, New York, Chap.6, P.6-1—6-68.

ON FLUID-DYNAMIC MECHANISM IN OIL AND GAS MIGRATION AND ACCUMULATION

Tao Yichuan

(Wuhan College of Geology)

Abstract

It is a specious argument that subsurface fluid moves from higher to lower pressure region. To clarify this confused idea, wide discussion is made in this article referring to this problem appeared recently in publications. According to Hubbert's theory on the fluid force potential and field intensity, it is, therefore, described that only fluid potential can be considered as criterion for determining direction and limitation of subsurface fluids instead of pore pressure. In order to show the regime of oil droplets and gas bubbles under hydrostatic or hydrodynamic forces, resultant force relation is derived and resolution is made according to net buoyancy and apparent water force field intensity. Application of Darcy's law to fluid migration is also mentioned. Equations describing relation between water head and inclined oil-water interface elevation differences as well as the critical (maximum) height of oil column retained by capillary and hydrodynamic pressure are given and explained.

我国东海平湖一井试获工业油流

据新华社消息,不久前,我国东海盆地的平湖一井经测试,获得工业油流和天然气流。这是继去年龙井二井喷出天然气流之后在东海石油普查勘探取得的又一重大突破,进一步展示了东海盆地油气资源的广阔前景。

平湖一井是我国在东海钻探的第四口普查探井,位于东海陆架盆地西部凹陷西南部的平湖构造上,在上海市东南约420公里处,井位水深达89米。这口井由地质矿产部勘探二号钻井平台负责施工,去年11月17日开钻,今年4月10日完钻。井深4,651米,是我国目前海上最深的探井。这口井的工程质量良好,取得了各项极有价值的地质资料,为进一步勘探开发提供了科学的依据。在施工过程中,东海海洋地质工作者发扬了艰苦奋斗精神,战胜了远海施工的困难,采用先进技术,实现了安全、高效、优质,为开创我国海洋石油普查勘探新局面作出了贡献。