

ÁGUA NO SOLO

Paulo Leonel Libardi

Descrevem-se inicialmente os aspectos básicos da retenção da água no solo, notadamente a teoria da capilaridade, visando principalmente à determinação da curva de retenção da água no solo pelos métodos clássicos do funil e da câmara de pressão de ar com placa porosa. Índices para quantificar a água no solo, em especial a armazenagem da água, são definidos em seguida. A avaliação da energia da água no solo pelo modelo dos potenciais e a quantificação do movimento da água no solo pelas equações de fluxo são tratadas com certo detalhe. O texto termina com uma discussão resumida a respeito do balanço de água no solo.

1 RETENÇÃO DA ÁGUA NO SOLO

Nesse estudo, o solo será considerado simplesmente como um conjunto de partículas sólidas de diversas formas e tamanhos, entremeadas por poros interconectados também de diversas formas e tamanhos. Pode-se dizer, portanto, que o solo é composto basicamente de duas partes: a parte sólida, denominada sólidos do solo, partículas do solo ou ainda matriz do solo, e a parte não ocupada pelos sólidos, denominada espaço poroso ou poros do solo.

Normalmente o espaço poroso do solo no campo é ocupado por quantidades variáveis de uma *solução aquosa* ou *água no solo* e de uma *solução gasosa* ou *ar no solo*; o solo nesta situação é chamado de *solo não saturado*. O solo com o seu espaço poroso totalmente cheio de água é chamado de *solo saturado*.

Dois são os processos que explicam a retenção da água num solo não saturado. No primeiro deles, a retenção ocorre nos chamados poros capilares do solo e pode ser ilustrada pelo fenômeno da capilaridade, o qual está sempre associado a uma interface curva água-ar. No segundo processo, a retenção ocorre como filmes de água presos às superfícies dos sólidos do solo, pelo fenômeno da adsorção.

Desses dois fenômenos, o mais relevante é o da capilaridade daí ser devotado a ele um item especial, a seguir, sob o título *tensão superficial e capilaridade*.

Com relação ao processo de adsorção da água sobre as superfícies sólidas, três são os mecanismos principais propostos para explicá-lo, a saber:

1. A superfície dos minerais de argila é coberta com átomos de oxigênio e grupos oxidrilas negativamente carregados devido à substituição isomorfa de cátions. Desse modo, cria-se ao redor das partículas desses minerais um campo elétrico cuja intensidade decresce com a distância da superfície da partícula. Devido à natureza dipolar das moléculas de água, elas se orientam neste campo elétrico e experimentam uma força na direção da superfície da partícula, a qual decresce gradualmente com a distância da superfície até se tornar nula num ponto em que não há mais influência do campo.
2. Os pares de elétrons não compartilhados do átomo de oxigênio das moléculas de água podem ser eletricamente atraídos a cátions trocáveis que podem estar adsorvidos sobre a superfície da argila, ou seja, os cátions que são retidos à superfície negativamente carregada de argila (a concentração iônica é crescente na direção da superfície sólida) ocasionam também a adsorção das moléculas de água.
3. Finalmente, as moléculas de água podem ainda ser atraídas às superfícies sólidas pelas forças de London-van der Waals, que são forças de curto alcance e decrescem rapidamente com a distância da superfície, de modo que uma camada muito fina é adsorvida dessa maneira ao redor das partículas de solo.

É importante reforçar que essa película de água adsorvida às superfícies dos sólidos do solo possui, como resultado destas forças de adsorção, uma energia potencial extra, uma vez que, se afastarmos uma determinada porção dessa película a uma distância dentro do raio de ação destas forças e a abandonarmos, ela volta à posição original realizando um trabalho.

1.1 Tensão superficial e capilaridade

Ao se colocar uma das extremidades de um tubo capilar de vidro dentro de um recipiente com água, observa-se que a água sobe no tubo e entra em repouso a uma determinada altura *acima* da superfície da água no recipiente. Se em vez de água for utilizado mercúrio, observa-se que o nível de mercúrio dentro do tubo capilar se estabiliza a uma distância *abaixo* do seu nível no recipiente. No primeiro caso, diz-se ter ocorrido uma *ascensão capilar* e no segundo uma *depressão capilar*. A

explicação destes fenômenos capilares é feita com base numa propriedade associada com a superfície livre de qualquer líquido, denominada *tensão superficial*.

A tensão superficial resulta da existência de forças de atração de curto alcance entre as moléculas do líquido chamadas *forças moleculares de London-van der Waals de coesão*, *forças moleculares de coesão* ou simplesmente *forças de coesão*. A distância limite de atuação destas forças, isto é, a distância máxima que uma molécula consegue exercer atração sobre as outras, delimita uma esfera de raio r conhecida pelo nome de *esfera de ação das forças moleculares* ou simplesmente *esfera de ação molecular*. Para a água, r não excede $0,05 \mu\text{m}$.

Nestas condições, moléculas como M_1 ou M_2 (Figura 1), cujas esferas de ação molecular se encontram totalmente dentro do líquido, atraem e são atraídas simetricamente por todas as moléculas vizinhas e a força resultante sobre elas é nula. Entretanto, em qualquer molécula cuja esfera de ação não esteja inteiramente no interior do líquido, como M_3 , por exemplo, as forças sobre ela não se equilibram. Isso porque a calota inferior da esfera de ação (área hachurada, Figura 1) está cheia de moléculas que atraem tal molécula, mas a calota correspondente superior, caindo fora do líquido, não está cheia de moléculas como a inferior para atraí-la. Como consequência, esta molécula é atraída para o interior do líquido pela resultante dessas forças de coesão não equilibradas.

Esta resultante é então nula nas moléculas localizadas a partir de uma distância r da superfície do líquido para baixo e aumenta nas localizadas a partir desta distância para cima, atingindo um máximo nas moléculas da superfície (molécula M_4 , Figura 1).

Em todas as moléculas situadas na camada superficial de espessura r ou “camada ativa” de um líquido, atuam, portanto, forças que tendem a puxá-las para o interior do líquido causando, com isso, uma enorme pressão, dirigida para o interior do líquido, chamada *pressão interna* P' . Assim, todo líquido, além da pressão atmosférica, que atua externamente sobre sua superfície, está sujeito também à pressão interna P' oriunda das forças moleculares de coesão não equilibradas na camada ativa. Para a água, $P' \cong 1700 \text{ MPa}$.

Além disso, pela ação dessas forças, a superfície do líquido se contrai minimizando sua área e adquire uma energia potencial extra que se opõe a qualquer tentativa de distendê-la, ou seja, ocorrendo uma distensão, a tendência da superfície é sempre voltar à posição original. Em outras

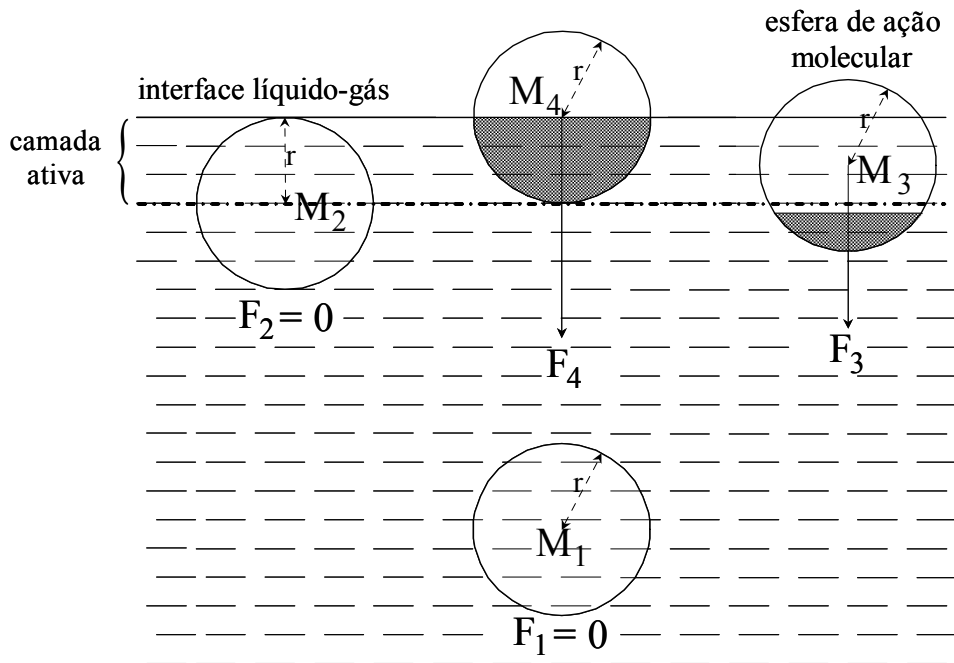


Figura 1 – Forças intermoleculares.

palavras, devido a essas forças, a superfície do líquido se torna *contrátil*. A essa energia potencial extra adquirida pela superfície do líquido, devido às forças moleculares de coesão não equilibradas na camada ativa, dá-se o nome de *energia potencial superficial*.

Esse fato mostra que a superfície de qualquer líquido está num estado de constante tensão pelo que, se traçarmos uma linha arbitrária de comprimento L sobre a superfície de um líquido, a superfície de cada lado da linha puxa a superfície do lado oposto com uma força resultante igual a F perpendicular à linha e paralela à superfície (Figura 2).

A razão F/L é definida como *tensão superficial* (σ) do líquido, isto é:

$$\sigma = \frac{F}{L}. \quad (1)$$

A dimensão da tensão superficial é, portanto, força por unidade de comprimento (N/m).

Uma consequência importante desta tensão superficial dos líquidos, e que é básica para o entendimento dos fenômenos capilares, é o fato de que se a superfície de um líquido deixar de ser

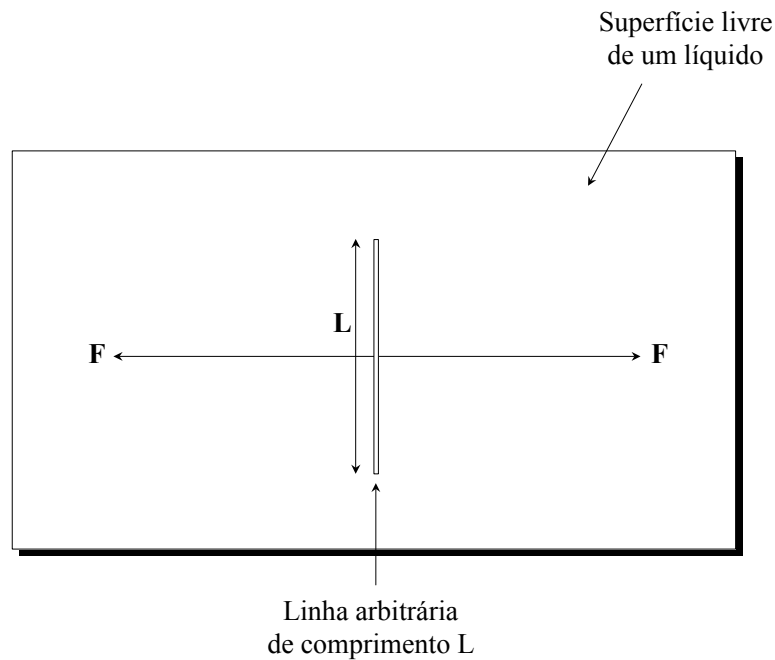


Figura 2 - Definição da tensão superficial de um líquido.

plana, surge uma nova pressão p que pode atuar no mesmo sentido que a pressão P' que é o que ocorre numa superfície convexa, ou opostamente a P' como numa superfície côncava. A primeira situação (superfície convexa) está ilustrada na Figura 3 na qual: $ABCD$ é uma pequena porção (infinitesimal) da superfície; R_1 e R_2 seus dois raios principais de curvatura (qualquer superfície curva pequena é caracterizada por dois raios principais de curvatura); σdl_1 , duas forças de tensão superficial (ver equação 1), que atuam nos arcos opostos e iguais AB e DC , de comprimento infinitesimal dl_1 ; e σdl_2 , duas forças de tensão superficial que atuam nos arcos opostos e iguais AD e BC , de comprimento infinitesimal dl_2 .

Como se pode ver, devido única e exclusivamente à curvatura da superfície, estas quatro forças, resultantes da tensão exercida pelo restante da superfície $ABCD$ nos arcos AB , DC , AD e BC , adquirem uma resultante infinitesimal $dF = dF_1 + dF_2$ (Figura 3) que é, portanto, a causa do surgimento da pressão p . Com base nessas informações, pode-se deduzir (Libardi, 2012) que:

$$p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2)$$

isto é, a nova pressão p causada pela curvatura da superfície está relacionada com a tensão superficial do líquido e os raios de curvatura da superfície curva.

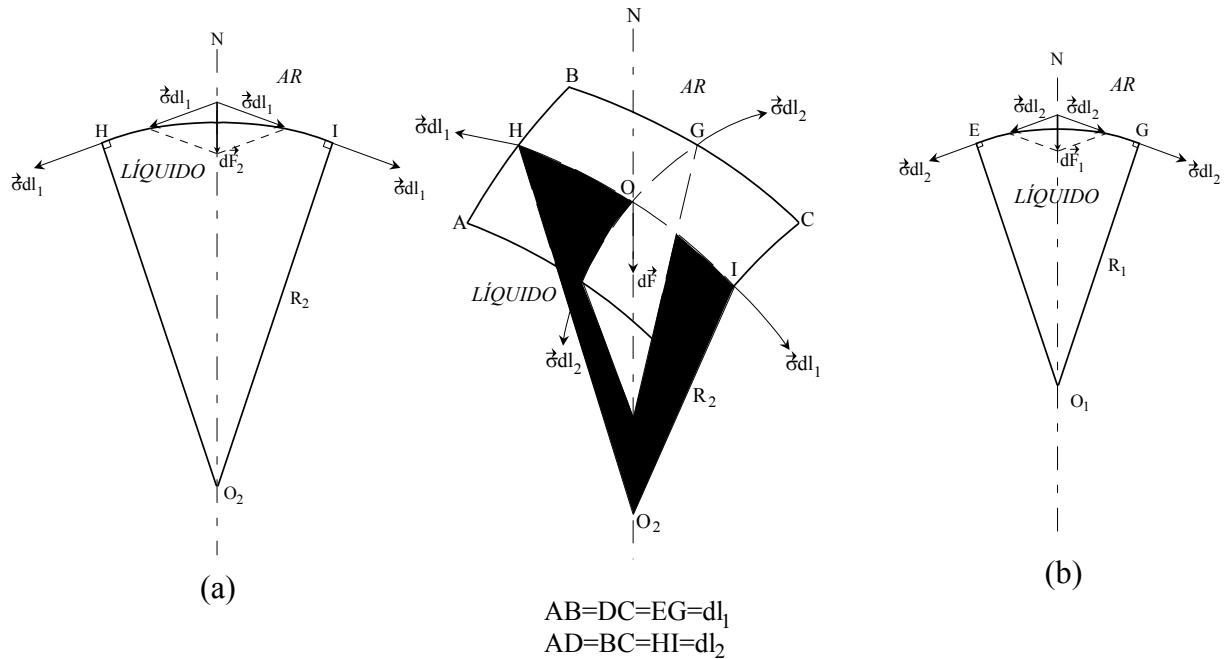


Figura 3 - Porção infinitesimal de uma superfície curva.

A superfície da Figura 3, a qual tem ambos os raios de curvatura de um mesmo lado, é chamada de *superfície sinclástica* e a pressão extra causada pela curvatura da superfície é, como se acabou de mostrar, dada pela equação (2). Note-se ainda que, pelo fato de a superfície ser convexa, portanto, com os dois raios no *lado do líquido*, a resultante dF , e conseqüentemente p , atua a favor de P' . Com isso, pode-se dizer que a pressão interna que atua numa superfície convexa de um líquido é igual a $P' + p$ (Figura 4b). Considerando a mesma superfície $ABCD$ da Figura 3, mas que ao invés de convexa seja côncava, chega-se ao mesmo resultado para p (equação 2) porque esta superfície também é sinclástica; no entanto, neste caso, pelo fato de os dois raios ficarem no *lado do ar*, verifica-se que a resultante dF , e conseqüentemente p , atua contra a pressão P' pelo que a pressão interna numa superfície côncava de um líquido é igual a $P' - p$ (Figura 4c). Evidentemente, se a superfície for plana $dF = 0$ e $p = 0$ e, portanto, a pressão interna é igual a P' (Figura 4a).

Quando a superfície curva tem seus raios de curvatura em lados opostos, isto é, um estendendo-se para o líquido e o outro para o ar (Figura 5), por raciocínio semelhante chega-se à fórmula

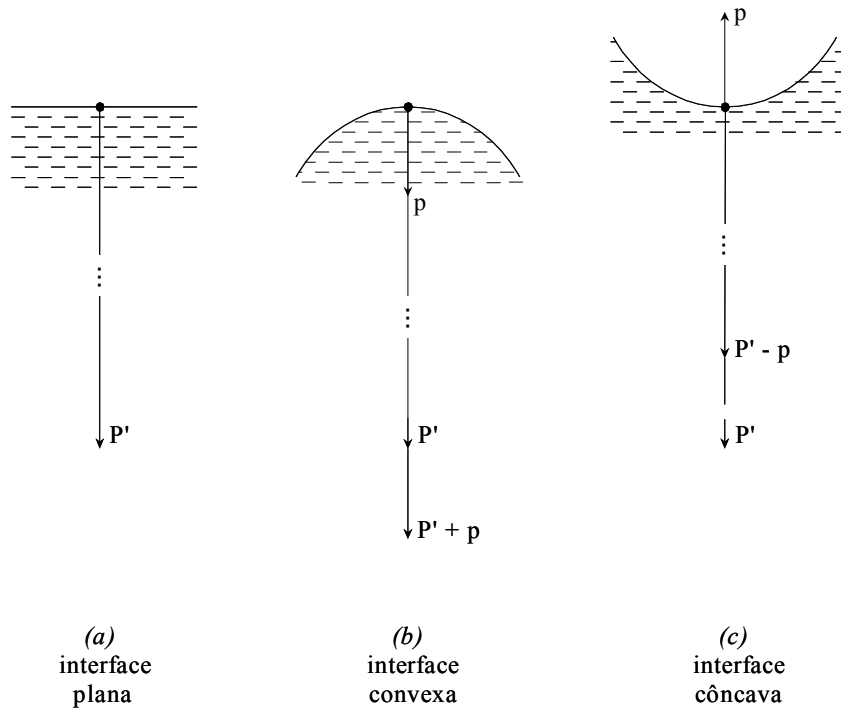


Figura 4 - Pressão interna numa superfície: plana (a), convexa (b) e côncava (c).

$$p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (3)$$

na qual R_1 é sempre considerado como o raio de curvatura menor e R_2 o raio de curvatura maior. Portanto, $dF_1 > dF_2$ e o sentido da força dF_1 é o inverso do sentido da força dF_2 . Esta superfície é conhecida pelo nome de *superfície anticlástica* e nela p pode atuar tanto contra como a favor de P' ou mesmo até ser nula quando $R_1 = R_2$.

Para uma superfície esférica que é obrigatoriamente sinclástica, $R_1 = R_2 = R$ e, portanto,

$$p = \frac{2\sigma}{R}. \quad (4)$$

As equações (2), (3) e (4) são chamadas de *equação de Laplace*.

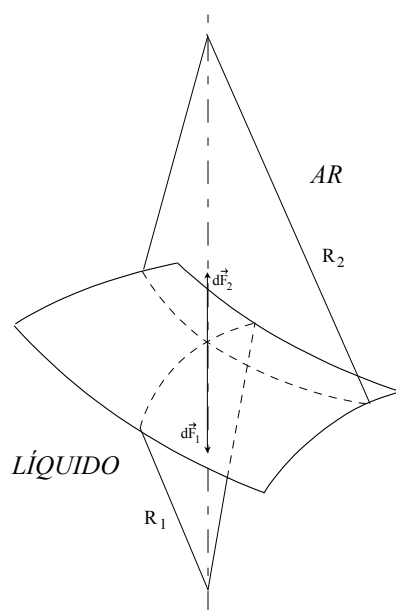


Figura 5 - Superfície anticlástica.

Após estas considerações a respeito das superfícies curvas dos líquidos, surge de imediato a pergunta. Quais são as situações em que a superfície livre de um líquido deixa de ser plana? Quando se coloca água pura num copo de vidro limpo, nota-se que próximo da sua parede a superfície da água se encurva para cima. No caso de colocar-se mercúrio no copo observa-se que a curvatura da superfície é voltada para baixo. Observa-se também que no caso da água a superfície se adere ao vidro, ao passo que no caso do mercúrio existe uma tendência para sua superfície se afastar do vidro. Estes fatos mostram que quando se tem um líquido adjacente a uma parede sólida, não somente as forças moleculares de London-van der Waals de atração coesiva entre as moléculas do líquido são importantes, senão também as forças moleculares de London-van der Waals de atração adesiva entre as moléculas do sólido e as do líquido. Evidentemente no caso da água em vidro as forças adesivas são dominantes, enquanto que no caso de mercúrio em vidro dominam as forças de coesão do líquido.

Pode-se agora explicar os fenômenos da capilaridade. Será visto o caso da ascensão capilar, de maior interesse; no caso da depressão capilar o raciocínio é o mesmo. Imagine-se, então, que um tubo capilar de vidro é colocado verticalmente dentro de uma vasilha com água (Figura 6). Assim que o tubo toca na superfície da água, as moléculas de sua parede interna atraem as moléculas da superfície da água fazendo com que ela se curve para cima num *menisco côncavo*. (Figura 6a).

Esta curvatura para cima faz com que, de acordo com a fórmula de Laplace, a pressão interna no menisco (côncavo) no tubo capilar se torne menor do que a pressão interna na interface água-ar plana na vasilha.

Considere-se dois pontos na água dentro da vasilha da Figura 6, um abaixo do menisco côncavo recém-formado no tubo capilar (*ponto A*) e outro no mesmo plano horizontal do ponto *A*, mas abaixo da superfície plana (*ponto B*). Percebe-se que, na situação da Figura 6a, o líquido não se encontra em equilíbrio porque a pressão em *B* é maior do que em *A* e isso faz com que a água seja empurrada para cima no tubo capilar até uma altura *h* (Figura 6b) quando a pressão em *A* se iguala à pressão em *B* e o líquido atinge a situação de equilíbrio da Figura 6b. Portanto, na condição de equilíbrio da Figura 6b:

$$P_o + P' + \rho_a g z = P_o + (P' - p) + \rho_a g h + \rho_a g z$$

ou

$$p = \rho_a g h, \quad (5)$$

donde

$$h = \frac{p}{\rho_a g}, \quad (6)$$

sendo, evidentemente, *h* a altura da ascensão capilar da água, ρ_a a densidade da água e *g* a aceleração da gravidade.

No caso em que a superfície côncava é esférica e de raio *R* (Figura 7), resulta, pela substituição da equação (4) na equação (6), que

$$h = \frac{2\sigma}{\rho_a g R}. \quad (7)$$

Por outro lado, da Figura 7:

$$R = \frac{r}{\cos \alpha}, \quad (8)$$

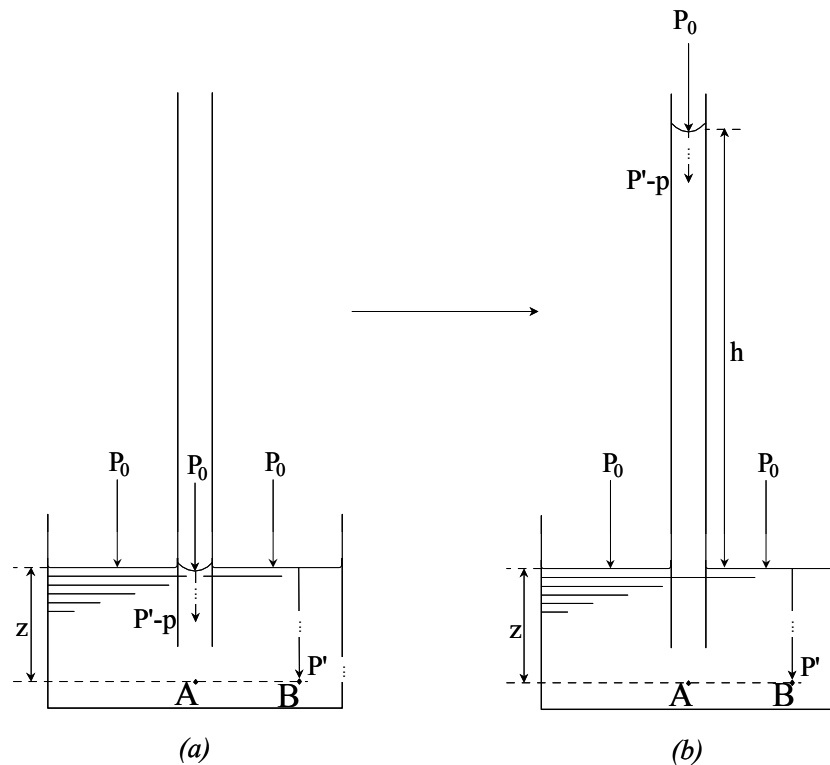


Figura 6 - Ascensão da água num tubo capilar: (a) formação do menisco côncavo, (b) ascensão.

em que r é o raio do tubo capilar cilíndrico e α o *ângulo de contato* o qual, como se pode ver, é o ângulo formado *no líquido* entre o plano tangente à superfície do líquido no ponto de contato e a parede do tubo. O *ponto de contato* P é a linha de contato em corte (Figura 7) e a *linha de contato* é a linha composta pelos pontos comuns às três fases: sólida (vidro), líquida (água) e gasosa (ar).

Substituindo a equação (8) na equação (7):

$$h = \frac{2\sigma \cos \alpha}{\rho_a g r} \quad (9)$$

As equações 6, 7 e 9 são chamadas indistintamente de *equação de Kelvin da capilaridade*.

Maiores detalhes deste assunto podem ser encontrados, por exemplo, em Kirkham & Powers (1972) e Libardi (2012).

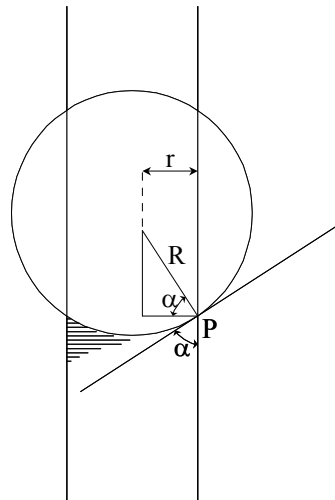


Figura 7 - Detalhe da superfície do líquido no capilar com o ângulo de contato α .

Além dos mecanismos de retenção é também importante conhecer os índices que são utilizados para quantificar a água no solo.

1.2 Quantificação da água no solo

Seja uma amostra de solo cujo volume V é, evidentemente, igual à soma do volume de seus sólidos V_s e o volume de seus poros V_p , isto é,

$$V = V_s + V_p \quad (10)$$

Estando a amostra não saturada e chamando de V_a e V_{ar} os volumes de água e de ar, respectivamente, presentes no interior do espaço poroso desta amostra, num determinado momento, é claro que

$$V_p = V_a + V_{ar} \quad (11)$$

e, portanto,

$$V = V_s + V_a + V_{ar} \quad (12)$$

Para solos de estrutura rígida (não expansíveis), $V_p = V_a + V_{ar} = \text{constante}$ e, portanto, quando V_a aumenta (ou diminui), V_{ar} diminui (ou aumenta) do mesmo valor. Para solos expansíveis, entretanto, V_p e portanto também V variam com V_a , ou seja, aumentam com o aumento de V_a e diminuem com a

diminuição de V_a ; conseqüentemente, para estes solos, as equações (10), (11) e (12) continuam válidas, mas V e V_P variam em função de V_a .

Igualmente, se for chamada de m a massa desta amostra de solo não saturado num dado momento, de m_s a massa de seus sólidos e de m_a e m_{ar} as massas de água e de ar presentes no interior do seu espaço poroso, no referido momento, evidentemente,

$$m = m_s + m_a + m_{ar}. \quad (13)$$

Entretanto, em comparação com a magnitude de $m_s + m_a$, m_{ar} pode ser considerada sempre desprezível, pelo que tanto para solo saturado como para solo não saturado,

$$m = m_s + m_a. \quad (14)$$

A partir dessas informações pode-se, agora, definir os índices que quantificam a água no solo:

- Conteúdo de água no solo à base de massa U

É, por definição, o quociente da massa de água presente numa amostra de solo num determinado instante e a massa de sólidos da amostra:

$$U = \frac{m_a}{m_s} \rightarrow [kg \ kg^{-1}] \quad (15)$$

ou, tendo em vista a equação (14),

$$U = \frac{m - m_s}{m_s} \rightarrow [kg \ kg^{-1}]. \quad (16)$$

É importante esclarecer que, pelo fato de U não ser uma fração (parte de uma unidade), não deveria ser expressa em porcentagem, muito embora isso seja muito comum! Observe-se, também, que não há necessidade de qualquer informação adicional quando se utiliza U para quantificar a água em solos expansíveis.

- Conteúdo de água no solo à base de volume θ

É o quociente do volume de água presente numa amostra de solo num determinado instante e o volume da amostra, ou seja,

$$\theta = \frac{V_a}{V} \rightarrow [m^3 m^{-3}] \quad (17)$$

ou, lembrando que a densidade da água $\rho_a = m_a/V_a$ e tendo em vista a equação (14),

$$\theta = \frac{m - m_s}{\rho_a V} \rightarrow [m^3 m^{-3}]. \quad (18)$$

Como θ é uma fração (parte de uma unidade), isto é, mostra quanto de V é V_a num determinado instante, pode perfeitamente ser expressa também em *porcentagem*, bastando para isso multiplicar por 100 o resultado obtido pelas equações (17) ou (18).

O conteúdo de água θ pode ser calculado a partir da determinação do conteúdo de água U e da *densidade do solo* ρ . Como, por definição, densidade de um corpo é a razão da massa pelo volume do corpo, então no caso, para nosso corpo poroso *solo* = *sólidos* + *poros* de massa m_s e volume V ,

$$\rho = \frac{m_s}{V} \rightarrow [kg m^{-3}]. \quad (19)$$

Assim, dividindo a equação (17) pela equação (15), tendo em conta as definições de ρ e ρ_a , verifica-se facilmente que

$$\theta = \frac{\rho}{\rho_a} U. \quad (20)$$

É importante observar que, para solos expansivos, o valor de θ deve sempre vir acompanhado do valor de ρ e o valor de ρ sempre acompanhado do valor do conteúdo de água, no momento de amostragem.

Dividindo ambos os membros da equação (11) por V ,

$$\frac{V_p}{V} = \frac{V_a}{V} + \frac{V_{ar}}{V}, \quad (21)$$

verifica-se que a quantidade V_p/V é uma fração que mostra quanto do volume da amostra de solo é volume de poros, sendo, por isso, denominada *porosidade do solo* α .

$$\alpha = \frac{V_p}{V} \rightarrow [m^3 m^{-3}] \quad (22)$$

e que a quantidade V_{ar}/V é uma fração que mostra quanto do volume da amostra de solo é volume de ar, num dado instante, sendo denominada, por esse motivo, *porosidade de aeração* α_{ar} :

$$\alpha_{ar} = \frac{V_{ar}}{V} \rightarrow [m^3 m^{-3}]. \quad (23)$$

A substituição das equações (17), (22) e (23) na equação (21) mostra que

$$\alpha = \theta + \alpha_{ar}. \quad (24)$$

Por esta expressão (24), percebe-se que *a*) quando $\theta = 0$ resulta que $\alpha = \alpha_{ar}$ (numericamente): solo completamente seco e *b*) quando $\alpha_{ar} = 0$ resulta que $\alpha = \theta_s$ (numericamente), sendo θ_s = conteúdo de água à base de volume no solo saturado.

Explicitando V_p da equação (10) e dividindo ambos os membros da equação resultante por V , obtém-se

$$\alpha = 1 - \frac{V_s}{V}. \quad (25)$$

Sendo

$$\rho_s = \frac{m_s}{V_s} \rightarrow [kg m^{-3}] \quad (26)$$

a *densidade dos sólidos* ou *densidade das partículas* do solo, deduz-se facilmente que, pela substituição das equações (19) e (26) na equação (25),

$$\alpha = 1 - \frac{\rho}{\rho_s}. \quad (27)$$

Será mostrado, a seguir, outro modo também muito utilizado de quantificar a água no solo.

- Armazenagem ou altura de água no solo

Seja um perfil de solo no campo e que, num determinado momento, ao longo de sua profundidade Z , determinem-se valores de θ a distâncias tão próximas entre si quanto possível de tal maneira que, num gráfico de θ em função de Z , o conjunto dos pontos obtidos resulte numa curva contínua representando uma dada função $\theta = \theta(Z)$. Tal gráfico recebe o nome de *perfil do conteúdo de água no solo à base de volume* (Figura 8).

Pode-se obter a área aproximada sob a curva deste gráfico no intervalo de 0 a L [m] de profundidade, dividindo-a em pequenos retângulos como mostra a Figura 8, tal que, evidentemente,

$$\text{Área aproximada} = \sum_{i=1}^n \theta(Z_i^*) \Delta Z_i, \quad (28)$$

sendo $\theta(Z_i^*)$ e $\Delta Z_i = Z_i - Z_{i-1}$, os conteúdos de água à base de volume e os incrementos de profundidade i , respectivamente. Se o número de pequenos retângulos n tender para o infinito ($n \rightarrow \infty$) e o ΔZ_i máximo tender para zero [$(\Delta Z_i)_m \rightarrow 0$], obtém-se a área exata sob a curva $\theta = \theta(Z)$ de 0 a L ,

$$\text{Área exata} = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ (\Delta Z_i)_m \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n \theta(Z_i^*) \Delta Z_i \quad (29)$$

ou, com uma notação mais compacta,

$$\text{Área exata} = \int_0^L \theta(Z) dZ \quad (30)$$

e lê-se *integral de $\theta(Z)$ com relação a Z de 0 a L* .

Pela definição do conteúdo de água à base de volume θ (equação 17), pode-se escrever o integrando da equação (30) como

$$\theta(Z) dZ = \frac{dV_a}{dV} dZ = \frac{dV_a}{A dZ} dZ = \frac{dh}{dZ} dZ = dh.$$

Nesta expressão, A é uma área de solo arbitrária representativa do perfil de conteúdo de água (Figura 8), dV_a é o elemento de volume de água existente no elemento de volume de solo $dV = A dZ$ e dh é a altura de água definida por dV_a (dentro de dV) por unidade de área de solo (A).

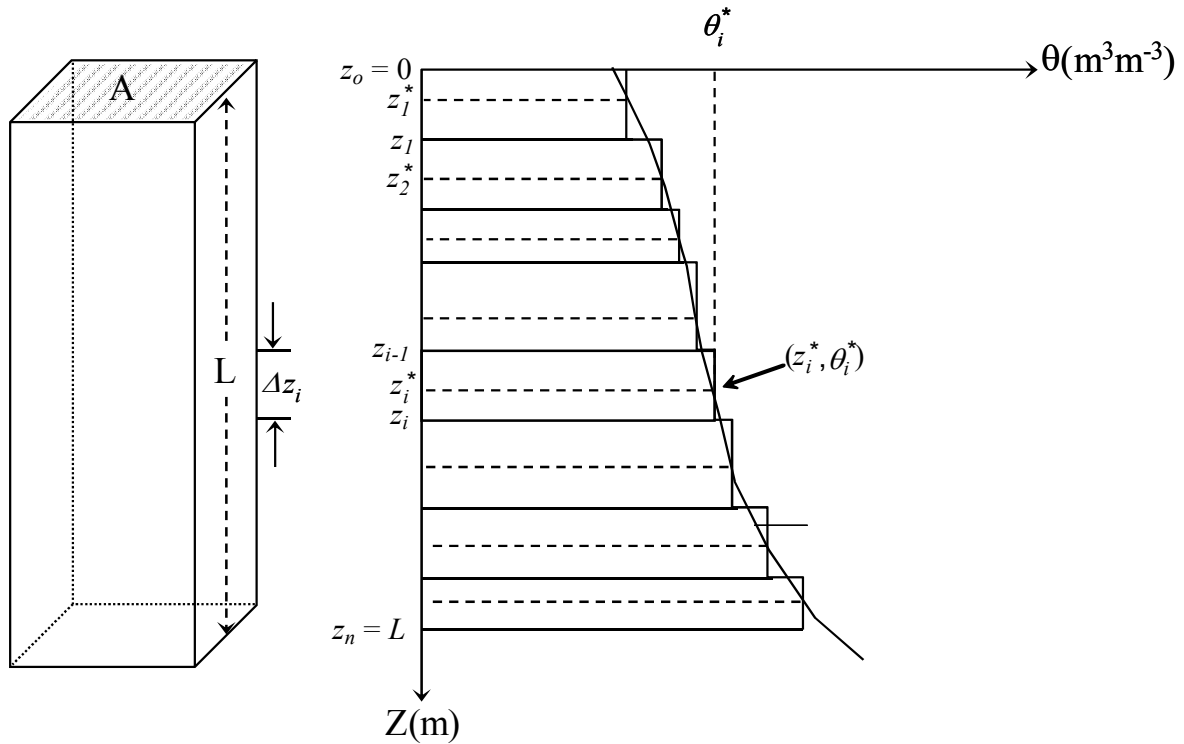


Figura 8 – Perfil do conteúdo de água solo à base de volume.

Portanto, voltando à equação (30), verifica-se que

$$h_L = \int_0^L \theta(Z) dZ \rightarrow [m \text{ água}] . \quad (31)$$

Foi colocado o subíndice L em h para indicar que se trata do valor de h para a camada $0 - L$ do perfil de solo. Para uma camada ΔL qualquer de solo, a notação $h_{\Delta L}$.

A quantidade h_L , dada pela expressão (31), representa, portanto, exatamente a área sob a curva do gráfico do conteúdo de água θ em função da profundidade do solo Z e é igual à altura de água que a camada $0 - L$ m do perfil de solo armazena, no momento das medidas de θ para obtenção da função $\theta(Z)$. É, por isso, denominada *armazenagem ou altura de água no solo*.

Um aspecto importante a respeito da armazenagem de água é o que será mostrado a seguir.

Referindo-se novamente ao gráfico da Figura 8, pode-se obter o valor médio aproximado $\bar{\theta}_{ap}$ de $\theta = \theta(Z)$ no intervalo de 0 a L [m], tirando a média dos valores $\theta(Z_1^*)$, $\theta(Z_2^*)$, $\theta(Z_3^*)$, ... , $\theta(Z_n^*)$ de $\theta(Z)$:

$$\bar{\theta}_{ap} = \frac{\sum_{i=1}^n \theta(Z_i^*)}{n} . \quad (32)$$

Evidentemente, $\bar{\theta}_{ap}$ será tanto mais próximo do valor médio verdadeiro $\bar{\theta}$ de $\theta = \theta(Z)$ no mesmo intervalo $0-L$, quanto maior for o número de pontos n tomados para tirar a média. Fazendo com que os pontos Z_0 , Z_1, \dots , Z_n distem um do outro de $\Delta Z = \text{constante}$ e multiplicando o numerador e o denominador do segundo membro da equação (32) por esse valor (ΔZ), obtém-se:

$$\bar{\theta}_{ap} = \frac{\left[\sum_{i=1}^n \theta(Z_i^*) \right] \Delta Z}{n \Delta Z} . \quad (33)$$

O denominador da equação (33), $n \Delta Z = L - 0 = L$, é o comprimento do intervalo (= camada de solo) ao longo do qual é tirada a média, independentemente do valor de ΔZ e do número de pontos n . Se agora $n \rightarrow \infty$ e $\Delta Z \rightarrow 0$, o numerador da expressão (33) aproxima-se da integral da equação (30) e tem-se que

$$\bar{\theta} = \frac{\int_0^L \theta(Z) dZ}{L} \quad (34)$$

ou, tendo em conta a equação (31), que

$$h_L = \bar{\theta} L . \quad (35)$$

Evidentemente, se h_L for medido em dois instantes diferentes, obtém-se a *variação de armazenagem da água* no solo Δh_L , por

$$\Delta h_L = (\bar{\theta}_f - \bar{\theta}_i) L, \quad (36)$$

sendo $\bar{\theta}_f$ o conteúdo de água no solo à base de volume médio verdadeiro no instante final e $\bar{\theta}_i$ o conteúdo de água no solo à base de volume médio verdadeiro no instante inicial (calculados pela equação 34). Se for utilizado o conteúdo de água médio aproximado (calculado pela equação 32) nas equações (35) e (36), tem-se é claro os valores aproximados de h_L e Δh_L , respectivamente.

2 Energia da água no solo

Todo corpo na natureza possui uma propriedade denominada *energia* a qual é normalmente subdividida em três formas principais: *energia cinética*, resultante da velocidade instantânea do corpo em relação a algum referencial externo a ele, *energia potencial*, resultante da posição instantânea do corpo em relação a campos de força (gravitacional, elétrica, eletromagnética, etc), também externos a ele, e *energia interna*, associada ao movimento e posição das moléculas, átomos, elétrons, etc. de que se constitui a matéria do corpo, incluindo diversas formas como a energia térmica, a energia química, a energia nuclear, etc.. É importante esclarecer que em todo estudo com quaisquer destas formas de energia, nunca se trabalha com o valor absoluto de energia (porque é praticamente impossível conhecê-lo), mas sempre com uma diferença de energia entre duas situações, uma tomada como referência.

Referindo-se à energia potencial, como podem atuar concomitantemente mais de um campo de força externo, resultando, portanto, em mais de um tipo de energia potencial, será aqui utilizado o termo *energia potencial total* para indicar a soma dos diversos tipos ou componentes de energia potencial atuantes.

2.1 Potencial total da água no solo

A água no solo será aqui estudada, do ponto de vista energético, segundo um modelo no qual se considera sempre duas situações com a água em *equilíbrio*. Uma das situações é a água no solo propriamente dita, isto é, dentro do solo. A outra situação é a mesma água (com a mesma energia interna que a água no solo), mas fora do solo, denominada *água padrão* e definida como *água livre, de mesma energia interna que a água no solo e em cuja superfície plana, coincidente com a referência gravitacional, atua a pressão atmosférica do local onde a medida é feita*. Portanto, em ambas as

situações, assume-se que a energia interna da água é a mesma, isto é, mesma temperatura, mesma concentração salina, enfim tudo é igual no que diz respeito às condições energéticas *internas* da água. De acordo com este modelo, portanto, a única diferença que existe entre as águas nas duas situações de equilíbrio (no solo e padrão), são os campos de força externos a elas. Como a tendência universal de qualquer corpo na natureza, entre duas situações de equilíbrio, é mover-se de onde sua energia potencial total é maior para onde ela é menor, o mesmo ocorre com a água no solo. No entanto, no caso da água no solo, é mais conveniente utilizar a energia potencial total da água por unidade de massa de água ou a *energia potencial total específica da água* ($J\ kg^{-1}$), resultando que *o movimento da água no solo se dá sempre da posição onde sua energia potencial total específica é maior para a posição onde ela é menor.*

O conceito de potencial total da água no solo foi introduzido com o intuito de estabelecer o sentido do movimento da água entre duas posições num meio poroso, sem conhecer os valores individuais da energia potencial total específica da água em cada posição. Assim, sendo ε a energia potencial total específica da água (em equilíbrio) no solo e ε_0 a energia potencial total específica da água (em equilíbrio) padrão, a diferença $\varepsilon - \varepsilon_0$ é, por definição, o *potencial total da água no solo* ϕ_t :

$$\phi_t = \varepsilon - \varepsilon_0 \rightarrow [J\ kg^{-1}]. \quad (37)$$

Considerando, agora, duas posições A e B no perfil do solo, nas quais evidentemente $\phi_t(A) = \varepsilon_A - \varepsilon_0$ e $\phi_t(B) = \varepsilon_B - \varepsilon_0$, então

$$\phi_t(A) - \phi_t(B) = (\varepsilon_A - \varepsilon_0) - (\varepsilon_B - \varepsilon_0) = \varepsilon_A - \varepsilon_B,$$

ou seja, como a energia potencial total específica da água padrão deve ser a mesma nas duas posições, *medindo-se o potencial total nessas duas posições obtém-se o valor da diferença $\varepsilon_A - \varepsilon_B$ por meio da diferença $\phi_t(A) - \phi_t(B)$, sem a necessidade de se conhecer individualmente ε_A e ε_B .*

Desse modo, se num determinado momento $\phi_t(A) > \phi_t(B)$, o movimento da água é de A para B porque $\varepsilon_A > \varepsilon_B$ e se $\phi_t(B) > \phi_t(A)$, de B para A porque $\varepsilon_B > \varepsilon_A$. Quando $\phi_t(A) = \phi_t(B)$, tem-se evidentemente uma condição em que não há movimento de água entre A e B , porque $\varepsilon_A = \varepsilon_B$ (equilíbrio). É importante lembrar nesse momento que, para o movimento ocorrer, é preciso que haja um contínuo de água entre as posições A e B .

Cada tipo de energia potencial que estiver atuando na água dentro do solo da origem a um potencial componente do potencial total da água no solo, evidentemente também expresso na unidade *energia/massa* ($J kg^{-1}$).

Entretanto, os potenciais da água no solo (total e componentes) podem também ser expressos com base no volume ($J m^{-3}$) e no peso ($J N^{-1}$) da água e é fácil verificar que: *a*) para transformar o valor de um potencial na unidade $J kg^{-1}$ na unidade $J m^{-3}$, basta multiplicar o valor em $J kg^{-1}$ pela densidade da água ρ_a e *b*) para se obter o valor na unidade JN^{-1} , basta dividir o valor em Jkg^{-1} pela aceleração da gravidade g ou dividir o valor em $J m^{-3}$ pela densidade da água e pela aceleração da gravidade. Assim, para uma dada medida $M_1 [J kg^{-1}]$ de potencial, tem-se que:

$$M_1[J kg^{-1}] = M_2[J m^{-3}] = M_3[J N^{-1}] \quad (38)$$

sendo

$$M_2 = \rho_a M_1 \text{ e } M_3 = M_1 / g \text{ ou } M_3 = M_2 / \rho_a g.$$

Por exemplo, considerando $\rho_a = 1000 kg m^{-3}$ e $g = 9,8 N kg^{-1}$, resulta que $10 J kg^{-1} = 10^4 J m^{-3} = 1,02 J N^{-1}$.

Por outro lado, $J m^{-3} = N m m^{-3} = N m^{-2} = Pa$ e $J N^{-1} = N m N^{-1} = m$, isto é, a unidade energia/volume é igual à unidade de pressão e a unidade energia/peso é igual à unidade de comprimento. Portanto, a expressão (38) pode também ser escrita como

$$M_1[J kg^{-1}] = M_2[Pa] = M_3[m]. \quad (39)$$

Sendo uma unidade de pressão, o valor do potencial $M_2[Pa]$ pode ser considerado como idêntico ao valor da pressão de uma coluna de água causada pelo campo gravitacional terrestre $\rho_a g h [Pa]$, em que h é a altura da coluna de água (*m água*), ou seja,

$$M_2[Pa] \equiv \rho_a g h [Pa]. \quad (40)$$

Dividindo a expressão (40) por $\rho_a g$ resulta que

$$M_3[m] \equiv h[m \text{ água}] \quad (41)$$

visto que $M_2/\rho_a g = M_3$. Ou seja, o valor da medida $M_3 [J N^{-1}]$ ou $M_3 [m]$ é idêntico ao valor da pressão de uma altura de água $h [m \text{ água}]$, podendo-se, portanto, dizer que $M_3 [J N^{-1}] = M_3 [m] = M_3 [m \text{ água}]$.

A seguir, serão estudados os potenciais componentes do potencial total da água no solo.

2.1.1 Potencial gravitacional da água no solo

Sabe-se da Mecânica que a energia potencial gravitacional de um corpo numa dada posição no campo de força gravitacional da Terra é medida em relação ao seu valor, nulo, a uma distância “infinita” do centro do planeta. Por outro lado, a diferença de energia potencial gravitacional ΔE_g entre duas posições na mesma vertical, relativamente próximas entre si e localizadas pelas distâncias radiais r e r_o em relação ao centro da Terra pode ser escrita como:

$$\Delta E_g = m g(r - r_o), \quad (42)$$

sendo m a massa do corpo, g a aceleração da gravidade, r definindo a posição considerada do corpo e r_o definindo a posição de uma referência relativa *arbitrária* denominada *Referência Gravitacional RG*. Portanto, ΔE_g representa o incremento de energia potencial gravitacional que o corpo adquire quando de seu deslocamento da posição r para a posição r_o contra ou a favor a força da gravidade. Consequentemente, devido *apenas* à diferença $r - r_o$ e considerando a água no solo (de massa m_a) como sendo o corpo em estudo, o potencial total definido pela equação (37) torna-se o componente potencial gravitacional da água no solo ϕ_g na posição considerada, o qual tendo em conta a equação (42) é dado, na unidade energia/massa, por:

$$\phi_g = \varepsilon_g - \varepsilon_g^o = g(r - r_o) \rightarrow [J kg^{-1}] \quad (43)$$

e, nas unidades energia/volume [Pa] e energia/peso [$m \equiv m \text{ água}$], por

$$\phi_g = \varepsilon_g - \varepsilon_g^o = \rho_a g(r - r_o) \quad (44)$$

e

$$\phi_g = \varepsilon_g - \varepsilon_g^o = r - r_o, \quad (45)$$

respectivamente, em que $\rho_a = m_a/V_a$ é a densidade da água no solo, considerada constante, ε_g é energia potencial gravitacional específica da água na posição considerada (à distância radial r do centro da Terra) e ε_g^o é a energia potencial gravitacional específica da água na RG (à distância radial r_o do centro da Terra).

Chamando, então, o valor da distância (vertical) da posição considerada à posição da referência gravitacional, de Z , isto é,

$$Z = r - r_o, \quad (46)$$

reescrevem-se as equações (43), (44) e (45) como:

$$\phi_g = gZ \rightarrow [J \text{ kg}^{-1}], \quad (47)$$

$$\phi_g = \rho_a gZ \rightarrow [\text{Pa}] \quad (48)$$

e

$$\phi_g = Z \rightarrow [m \equiv \text{m \acute{a}gua}], \quad (49)$$

respectivamente, sendo que o valor da distância vertical Z e, portanto, do potencial gravitacional ϕ_g , será um valor positivo se a posição considerada estiver acima da RG ($r > r_o$), um valor negativo se estiver abaixo da RG ($r < r_o$) e um valor nulo se for coincidente com a RG ($r = r_o$). Portanto, para determinar o ϕ_g numa posição considerada no perfil pelas equações (47), (48) ou (49), é preciso apenas uma régua para medir a distância vertical Z desta posição à RG . É evidente, portanto, que o valor do ϕ_g depende da posição escolhida para a RG . No entanto, é fácil verificar que o valor da *diferença de ϕ_g* entre duas posições consideradas no perfil independe da posição da RG , daí ser esta arbitrária, como já mencionado, e devendo ser convenientemente fixada para cada situação de cálculo do ϕ_g .

2.1.2 Potencial de pressão da água no solo

Num solo com estrutura rígida, este componente do potencial total só se manifesta sob a condição de saturação. Para defini-lo, considere-se a Figura 9 que mostra a água em equilíbrio num solo saturado.

Nesta figura, como se pode ver, o potencial gravitacional da água ϕ_g é menor em A do que em B . Entretanto, como a água está em repouso, seu potencial total ϕ_t deve ser igual em todos os pontos do seu corpo. Consequentemente, se o potencial total ϕ_t^A em A é igual ao potencial total ϕ_t^B em B , deve existir outro componente x de ϕ_t além de ϕ_g , isto é, que $\phi_t = \phi_g + x$, cuja diferença $x_A - x_B$ é igual em magnitude mas de sinal contrário ao da diferença $\phi_g^A - \phi_g^B$ (ver equação 50 a seguir), ou seja, deduzindo, sendo

$$\phi_t = \phi_g + x,$$

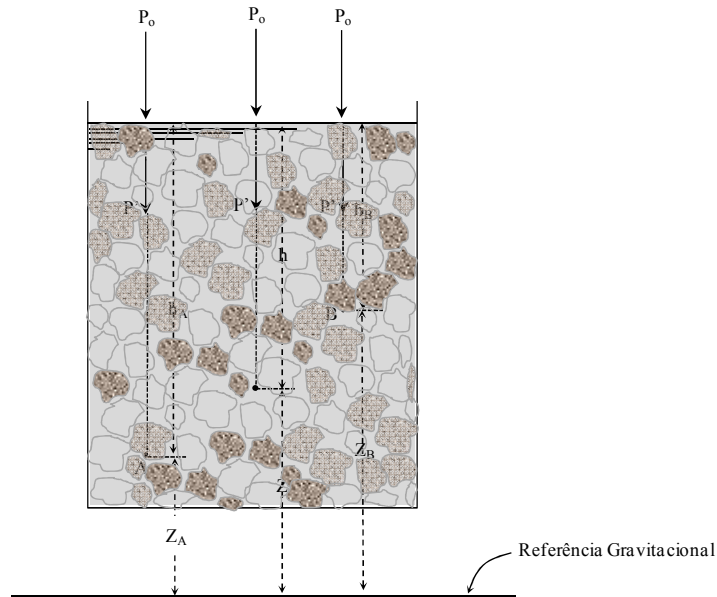


Figura 9 - O potencial de pressão da água, $\phi_p = \rho gh$, num solo saturado.

portanto,

$$\Delta\phi_t = \Delta\phi_g + \Delta x$$

ou, considerando as posições A e B ,

$$\phi_t^A - \phi_t^B = \phi_g^A - \phi_g^B + x_A - x_B$$

e, como $\phi_t^A = \phi_t^B$ pelo equilíbrio (repouso), então:

$$x_A - x_B = -(\phi_g^A - \phi_g^B). \quad (50)$$

Pela definição de ϕ_g na unidade energia/volume (equação 48), tem-se que $\phi_g^A = \rho_a g Z_A$ e $\phi_g^B = \rho_a g Z_B$ (Figura 9), pelo que

$$x_A - x_B = \rho_a g (Z_B - Z_A)$$

ou, como $Z_B - Z_A = h_A - h_B$,

$$x_A - x_B = \rho_a g h_A - \rho_a g h_B,$$

ou seja, como x_A , na unidade energia/volume, é equivalente à pressão de água $\rho g h_A$ exercida em A e x_B equivalente à pressão de água $\rho g h_B$ exercida em B , atribui-se o nome *potencial de pressão da água*

ϕ_p para o componente x de ϕ_t , ou seja, para uma posição qualquer a uma profundidade h do solo saturado (Figura 9):

$$\phi_p = \rho_a gh \rightarrow [P_a]. \quad (51)$$

Evidentemente, na superfície da água ($h = 0$), $\phi_p = 0$.

Portanto, o potencial de pressão da água no ponto em consideração num solo saturado é, na unidade energia/volume, a pressão da coluna de água exercida no referido ponto.

Tornando agora explícita a água padrão na definição do potencial de pressão, em conformidade com a definição do potencial total, considere-se o esquema da Figura 10 que mostra a água na posição considerada (posição A) e a água padrão (posição B).

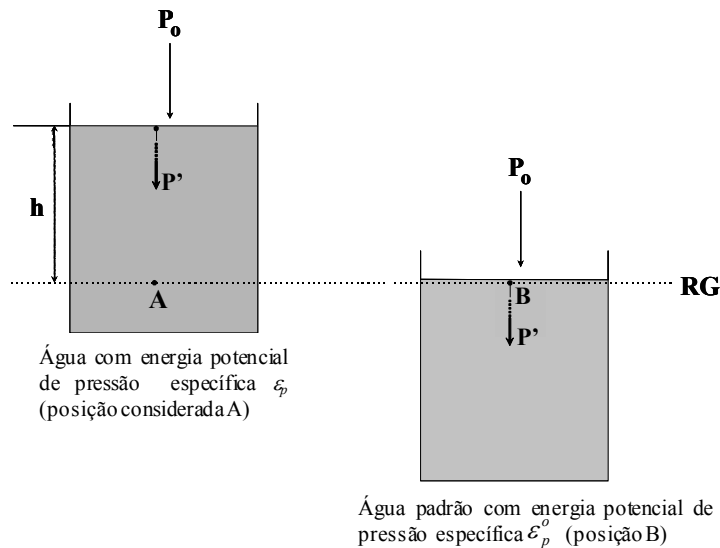


Figura 10 - Definição do potencial de pressão.

Analisando esta figura, verifica-se facilmente que a única diferença entre a água na posição A e a água na posição B é a existência da carga hidráulica h que atua em A ; observe-se que o potencial gravitacional é nulo em ambas as posições. Neste caso, portanto, para que o potencial total, definido pela equação (37), torne-se o componente potencial de pressão da água ϕ_p na posição A , ou seja, que $\phi_t = \phi_p = \varepsilon - \varepsilon_o = \varepsilon_p - \varepsilon_p^o$, sendo ε_p a energia potencial de pressão específica da água na posição considerada e ε_p^o a energia potencial de pressão específica da água padrão, resulta, em consonância com a equação (51), que

$$\phi_p = \varepsilon_p - \varepsilon_p^o = \rho_a gh \rightarrow [Pa], \quad (52)$$

sendo que ε_p só pode ser igual a $P_o + P' + \rho gh$ e ε_p^o só pode ser igual a $P_o + P'$. Nas outras duas unidades:

$$\phi_p = \varepsilon_p - \varepsilon_p^o = \frac{\rho_a gh}{\rho_a} = gh \rightarrow [Jkg^{-1}] \quad (53)$$

e

$$\phi_p = \varepsilon_p - \varepsilon_p^o = \frac{\rho_a gh}{\rho_a g} = h \rightarrow [m \equiv m \text{ água}]. \quad (54)$$

Note-se que, se for permitida uma comunicação entre A e B , a água fluirá naturalmente no sentido de A para B porque $\varepsilon - \varepsilon_o = \varepsilon_p - \varepsilon_p^o > 0$.

Em face de sua definição, o potencial de pressão ϕ_p pode ser determinado medindo o comprimento h da coluna de água que atua acima da posição de medida. No campo, isto é feito inserindo um piezômetro no solo, adjacente à posição onde se deseja conhecer ϕ_p , e mede-se a profundidade h da posição abaixo da superfície livre de água no piezômetro (Figura 11). Portanto, o

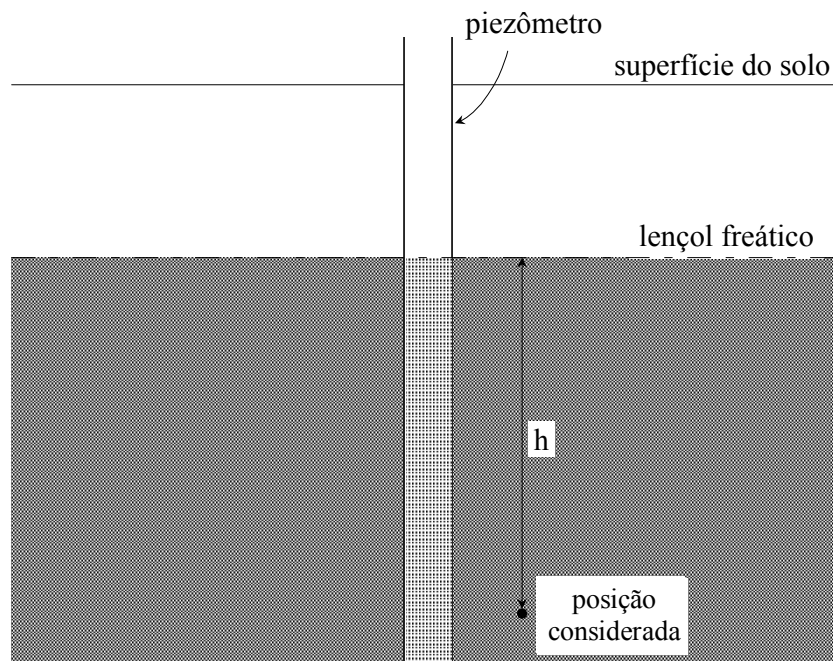


Figura 11 - Ilustração da medida de ϕ_p num determinado ponto no solo abaixo de um lençol de água, por meio de um piezômetro.

valor do potencial de pressão é sempre positivo ou no mínimo igual à zero, ou seja, $\phi_p \geq 0$. A situação $\phi_p = 0$ ocorre quando a posição considerada coincide com a superfície de água livre no piezômetro.

2.1.3 Potencial mátrico da água no solo

Considere-se uma determinada amostra de solo com água no seu espaço poroso. É fácil verificar que quanto mais seca estiver a amostra maior é a quantidade de energia necessária para retirar a água do seu interior. Isso mostra que o solo retém a água no seu espaço poroso com forças cujas intensidades aumentam conforme o seu conteúdo de água diminui. Essas forças, por se manifestarem devido à presença da matriz do solo, são denominadas *forças mátricas*, estão relacionadas aos já mencionados fenômenos da capilaridade e adsorção e dão origem ao *potencial mátrico* que será definido logo a seguir.

Distinguem-se assim dois tipos de força mátrica: *a) a força capilar*, responsável pela retenção da água nos poros capilares dos agregados e *b) a força de adsorção*, responsável pela retenção da água na superfície das partículas do solo. Quantificar a contribuição de cada um desses tipos de força no potencial mátrico é praticamente impossível na faixa de conteúdo de água no solo que as plantas normalmente se desenvolvem. O que se pode dizer em termos qualitativos é que, logo após a drenagem livre de um solo saturado no campo, as forças capilares são dominantes e que, à medida que o solo seca a partir daí, a adsorção vai adquirindo maior importância.

Para definir o potencial mátrico da água no solo, considere-se o esquema da Figura 12 que mostra a água num solo não saturado (posição *A*) e a água padrão (posição *B*), ambas numa mesma cota e, portanto, com a mesma energia potencial gravitacional. A única diferença entre as duas águas é o fato de aquela no solo estar sujeita a forças mátricas e ter por isso sua liberdade de movimento reduzida em relação àquela livre (padrão). Por outras palavras, a água no solo não saturado (posição *A*) possui, por causa da matriz, uma energia potencial total menor do que a água padrão (posição *B*). Assim, como em *B* a água tem uma energia potencial total específica igual à energia potencial de pressão específica $\varepsilon_p^o = P_o + P'$ (como no caso da Figura 10) por ser a água padrão, em *A* ela tem uma energia potencial total específica igual à energia potencial de pressão

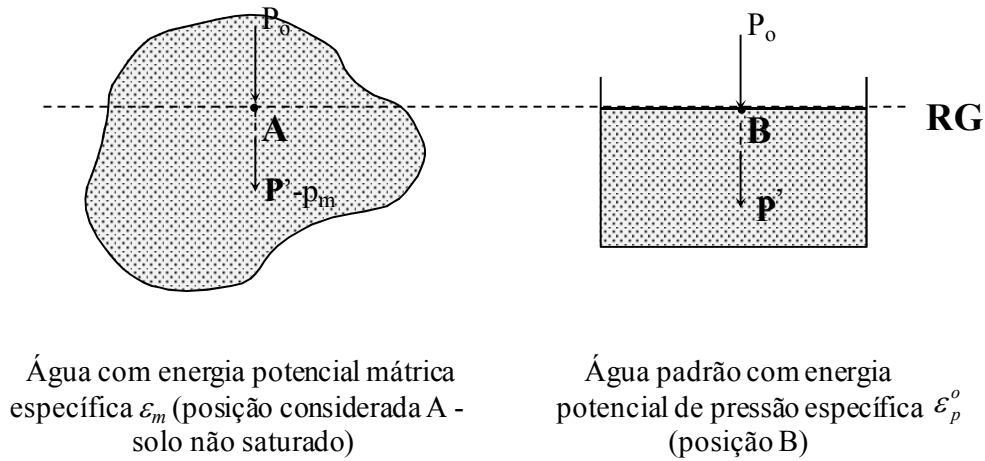


Figura 12 - Definição do potencial mátrico.

específica $\varepsilon_p = P_0 + (P' - p_m)$ menor do que ε_p^o da quantidade p_m por causa da diminuição de P' pelas forças mátricas: a capilar e/ou a de adsorção (adesão). Daí dizer-se também que a água em A tem uma energia potencial *mátrica*, não de pressão, específica $\varepsilon_m = P_0 + (P' - p_m)$.

Portanto, o potencial total definido pela equação (37) torna-se neste caso o componente potencial mátrico da água no solo ϕ_m :

$$\phi_m = \varepsilon_m - \varepsilon_p^o = -p_m \quad , \quad (55)$$

ou seja, ϕ_m representa a energia potencial mátrica específica da água no solo em relação à energia potencial de pressão específica da água livre (padrão) ou simplesmente que ϕ_m representa a energia (potencial específica) de retenção da água no solo. Na equação (55), $\phi_m = -p_m [Pa]$, pelo que nas unidades energia/massa e energia/peso, $\phi_m = -p_m/\rho_a$ e $\phi_m = -p_m/\rho_a g$, respectivamente.

É fácil perceber que o nome potencial de pressão poderia se mantido para a diferença $\varepsilon_m - \varepsilon_p^o$ cujos valores seriam negativos. Essa nomenclatura, isto é, a utilização de um nome único (potencial de pressão) tanto para solo saturado (valores positivos) como para solo não saturado

(valores negativos) tem sido adotada por alguns autores. Aqui, entretanto, será adotado o nome potencial mátrico para solo não saturado e o nome potencial de pressão para solo saturado.

Pela equação (55) percebe-se que, a não ser no caso particular de ausência de forças mátricas ($p_m=0$) com $\varepsilon_m = \varepsilon_p^o$ e então $\phi_m = 0$, o potencial mátrico é sempre uma quantidade negativa ($\varepsilon_m < \varepsilon_p^o$). Para não trabalhar com números negativos, é comum a utilização do termo *tensão da água no solo* τ , isto é, em vez de se dizer, por exemplo, que o potencial mátrico da água no solo ϕ_m é -30 kPa , diz-se que a tensão da água no solo τ é 30 kPa , ou seja, $\tau = -\phi_m$.

3 Curva de retenção

Como se acabou de ver (equação 55), o potencial mátrico representa a energia potencial mátrica específica (por unidade de volume, massa ou peso de água) da água no solo não saturado em relação à energia potencial de pressão específica (por unidade de volume, massa ou peso de água) da água padrão.

Devido à heterogeneidade dos poros do solo, com formas e tamanhos muito variáveis de um solo para outro, não é possível se obter uma equação teórica para o potencial mátrico como no caso do potencial gravitacional e do potencial de pressão. Entretanto, por ser este potencial função do conteúdo de água no solo, sendo tanto menor quanto mais seco estiver o solo, foram desenvolvidos aparelhos por meio dos quais se pudesse buscar uma correlação entre ele e o conteúdo de água no solo. A curva resultante dessa correlação recebeu o nome de *curva de retenção da água no solo* ou simplesmente *curva de retenção*.

Os aparelhos tradicionais desenvolvidos para a determinação dessa curva são os *funis de placa porosa* (Haines, 1930) e as *câmaras de pressão de arco com placa porosa* (Richards, 1941, 1947, 1948), os quais têm a teoria da capilaridade como base de seu funcionamento.

3.1 Funil de placa porosa

Por facilidade, será considerado na discussão a seguir que os meniscos nos tubos capilares são esféricos. Assim, a Figura 13 representa o experimento tradicional de demonstração da ascensão

capilar com tubos de diversas formas. Nela, enquanto no tubo *A*, capilar em todo o seu comprimento, o desnível h se forma naturalmente, nos tubos *B* e *C* isso não é possível por causa das suas partes não capilares. No entanto, se forem preenchidas as partes não capilares destes tubos, elevando o nível da superfície da água na cuba até a altura h' , isto é, até que a porção capilar seja atinjida, o menisco é formado e a coluna é mantida em h , sem a necessidade de que o nível permaneça em h' o qual pode, então, ser rebaixado à posição original esgotando-se a água através da

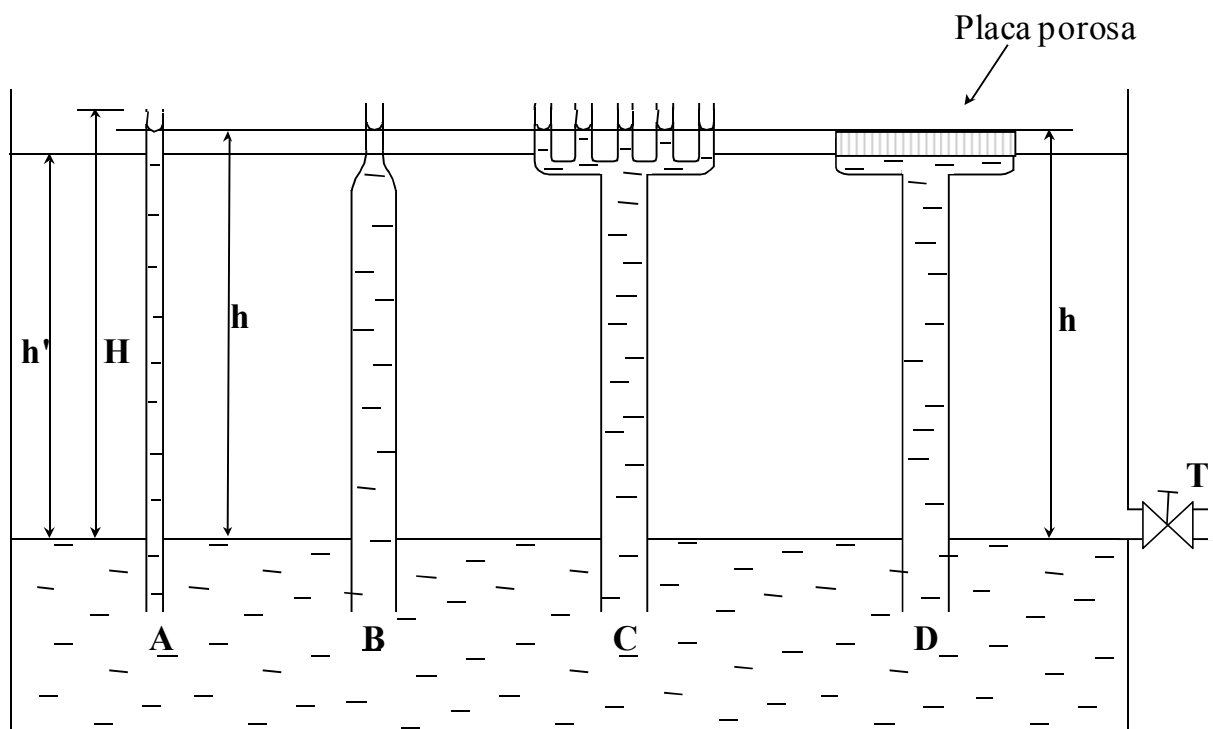


Figura 13 - Tubos capilares com diferentes volumes de água.

torneira T (Figura 13). Imagine-se, no entanto, que o nível da superfície da água na cuba da Figura 13 seja mantido a altura h' . Pela equação de Kelvin, o valor da ascensão é h , mas, como há um comprimento de tubo igual a $H-h'$ menor do que h , acima da superfície da água na cuba, evidentemente a água sobe até o fim deste comprimento e adquire um menisco mais plano, cujo raio de curvatura deve ser exatamente igual a $h/(H-h')$ vezes aquele que ela adquiriria normalmente, isto é, se houvesse um comprimento mínimo h de capilar acima da superfície plana da água na cuba. Por exemplo, se $H-h'=h/2$, o valor do raio de curvatura do menisco na extremidade do tubo *A* será o dobro

do valor normal. Este fato é depreendido facilmente da equação (7) de Kelvin segundo a qual h é inversamente proporcional a R , sendo $2\sigma/\rho_a g$ a constante de proporcionalidade.

Analisando agora o tubo C da Figura 13, observa-se que há cinco pequenos tubos capilares. Em vez de cinco, poderia haver dez, vinte, cem, ou muito mais. Uma maneira prática de obter o maior número possível de capilares como no tubo C , consiste em utilizar uma placa porosa (de cerâmica, por exemplo) conforme o tubo D da figura. O ideal é que a placa porosa tenha todos os seus poros capilares iguais, com o mesmo diâmetro, mas na realidade isso não ocorre; não são iguais e nem uniformes. No entanto, tendo a placa uma espessura pequena (da ordem de 5 mm) e considerando que o valor de h deve ser sempre menor do que o valor máximo calculado pela equação (56) a seguir, pode-se dizer que os meniscos nos seus capilares coincidem praticamente com a superfície da placa, para qualquer valor de h (Figura 13).

O tubo D da Figura 13 pode ser confeccionado de tal maneira a se tornar um funil de haste prolongada e flexível por meio da qual se pode aumentar ou diminuir h pelo abaixamento ou elevação do nível de água mantido constante em sua extremidade por um dispositivo simples (Figura 14).

Por ser um funil munido de uma placa porosa na parte inferior do seu corpo, recebe a denominação de *funil de placa porosa*.

Como depreende da equação (7), o aumento de h faz com que os raios de curvatura dos meniscos nos capilares da placa porosa decresçam, isto é, suas interfaces sejam “puxadas” para baixo. Isto, entretanto, acontece até o limite máximo quando o raio de curvatura do menisco nos poros da placa se torna igual ao raio r dos poros. Nessa situação limite, a equação (7) ou (9) de Kelvin se tornam, portanto,

$$h_{\max} = \frac{2\sigma}{\rho g r}. \quad (56)$$

Um valor maior do que o h_{\max} resultará em rompimento dos meniscos e passagem de ar através da placa. Portanto, quanto menor r maior h_{\max} , que também é denominado valor de entrada de ar da placa porosa. Entretanto, praticamente, o valor máximo de h que se consegue é $\cong 8,5\text{ m}$, mesmo que o valor de r permita um h_{\max} maior, devido ao fenômeno da cavitação. Resumidamente, este fenômeno consiste no seguinte: à medida que se aumenta a altura h , a pressão interna no menisco diminui (lembre-se que a pressão interna no menisco é $P' - p$ e $p = \rho_a g h =$ incremento da pressão

interna devido à curvatura da superfície); esta diminuição da pressão interna faz com que ar e vapor de água saiam do líquido e concentrem-se sob a placa, quebrando a continuidade da coluna de água que então se desprende da placa, normalmente quando $h \cong 8,5 m$.

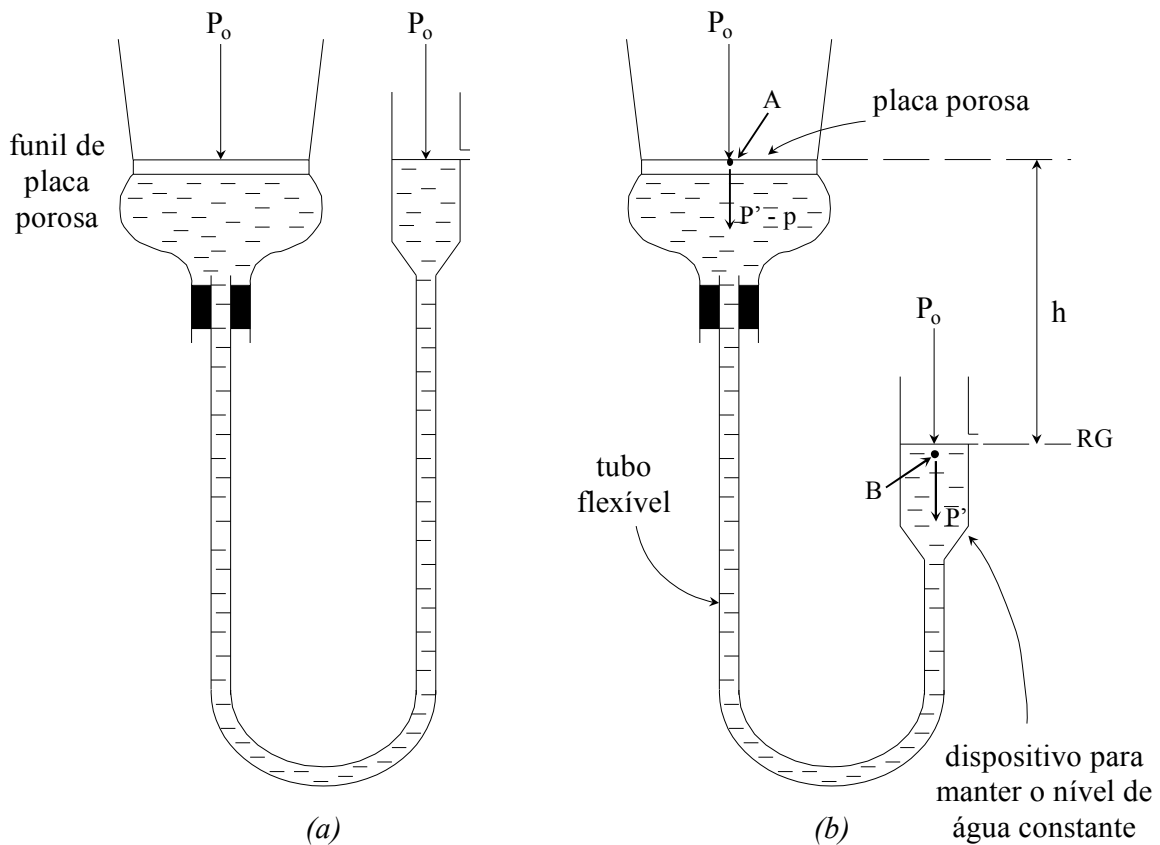


Figura 14 - Funil de placa porosa adaptado com uma haste flexível: (a) placa porosa com a superfície dos meniscos nos seus poros, plana e (b) placa porosa com a superfície dos meniscos nos seus poros, côncava, com $p = \rho_a g h$.

Referindo-se à Figura 14b, percebe-se que na posição B se tem a água padrão com sua interface plana e que na posição A (placa porosa) se tem a água no poro capilar com sua interface côncava. Devido a esta curvatura côncava da água nos poros da placa, a energia potencial mátrica específica da água ε_m (posição A logo abaixo da camada ativa) é menor do que a energia potencial de pressão específica da água padrão ε_p^o (posição B também logo abaixo da camada ativa), porque em

A $\varepsilon_m = P_o + P' - p$ e em B $\varepsilon_p^o = P_o + P'$. Note-se que se está considerando $p_m = p$, isto é, que na placa ou matriz porosa a retenção da água se dá apenas por capilaridade.

Logo, com base na equação (55),

$$\phi_m = \varepsilon_m - \varepsilon_p^o = -p \rightarrow [Pa] \quad (57)$$

ou tendo em conta que conforme a equação (5) $p = \rho_a g h$ (Figura 14b), então

$$\phi_m = -\rho_a g h \rightarrow [Pa], \quad (58)$$

$$\phi_m = -\frac{p}{\rho_a} = -g h \rightarrow [Jkg^{-1}] \quad (59)$$

ou ainda

$$\phi_m = -\frac{p}{\rho_a g} = -h \rightarrow [m \equiv m \text{ água}]. \quad (60)$$

Seja agora uma amostra de solo de espessura a menor possível Δz colocada em contato o melhor possível com a placa porosa do funil. A seguir, seja o nível de água no tubo flexível elevado até a altura do topo da amostra a fim de saturá-la. Depois de certo tempo, quando se tem certeza que a amostra foi bem saturada, seja o nível de água no tubo flexível colocado coincidente com a superfície da placa porosa, com o que se elimina toda água de fora da amostra e chega-se à situação de equilíbrio da Figura 15a. A seguir, seja o nível de água no tubo flexível abaixado de uma altura h da placa porosa (Figura 15b): com isso o que se faz é uma sucção de h m água que retira toda a água da amostra com energia potencial específica *de retenção* menor do que h , gotejando-a através da pequena saída do dispositivo que mantém o nível de água constante na extremidade do tubo flexível. Evidentemente o valor de h aplicado deve ser sempre menor do que o h_{max} (equação 56) da placa, para que não haja rompimento dos meniscos e passagem de ar através placa. Atingido o equilíbrio, isto é, assim que o gotejamento parar, a situação da Figura 15b é idêntica a da Figura 14b, com a diferença de que se tem uma amostra de solo não saturado em perfeito contato com a placa porosa, ou seja, através dos poros da placa a água no funil encontra-se em contato e em equilíbrio com a água no solo. Logo, as mesmas equações (58, 59 ou 60) se aplicam, ou seja, a sucção h [m] ou $\rho_a g h$ [Pa] e gh [Jkg⁻¹] com o sinal menos representa o potencial mátrico da água no solo. Por outras palavras,

assim que se abaixa o nível de água no tubo flexível de uma altura h (mantendo a RG coincidente com A), diminui-se rapidamente o valor de $\phi_t(B)=0$ para $\phi_t(B)=\phi_g(B)=-h$ [m] e, como no exato momento deste procedimento $\phi_t(A)=0$, resulta que $\phi_t(A)>\phi_t(B)$ e, por isso, a água começa a movimentar-se de A para B , dessaturando o solo que vai adquirindo um potencial mátrico $\phi_m(A)$ cada vez menor, gotejando a água retirada do solo através da pequena saída do dispositivo que mantém o nível de água constante em B . Este movimento é, então, relativamente rápido no início [$\phi_m(A)=0$] e vai diminuindo conforme o solo vai perdendo água [$\phi_m(A)<0$] até que novamente $\phi_t(A)=\phi_t(B)$ com a parada do gotejamento (Figura 15b). Nesta nova situação de equilíbrio, agora com a RG coincidente só com B (água padrão), $\phi_t(A)=\phi_m(A)+\phi_g(A)$ ou $\phi_t(A)=\phi_m(A)+h$ [m] e $\phi_t(B)=0$. Como $\phi_t(A)=\phi_t(B)$, resulta que $\phi_m(A)=-h$ [m] ou $\phi_m(A)=gh$ [Jkg^{-1}] ou ainda $\phi_m(A)=\rho_a gh$ [Pa], como nas equações (60), (59) e (58), respectivamente, sem a utilização da equação (5).

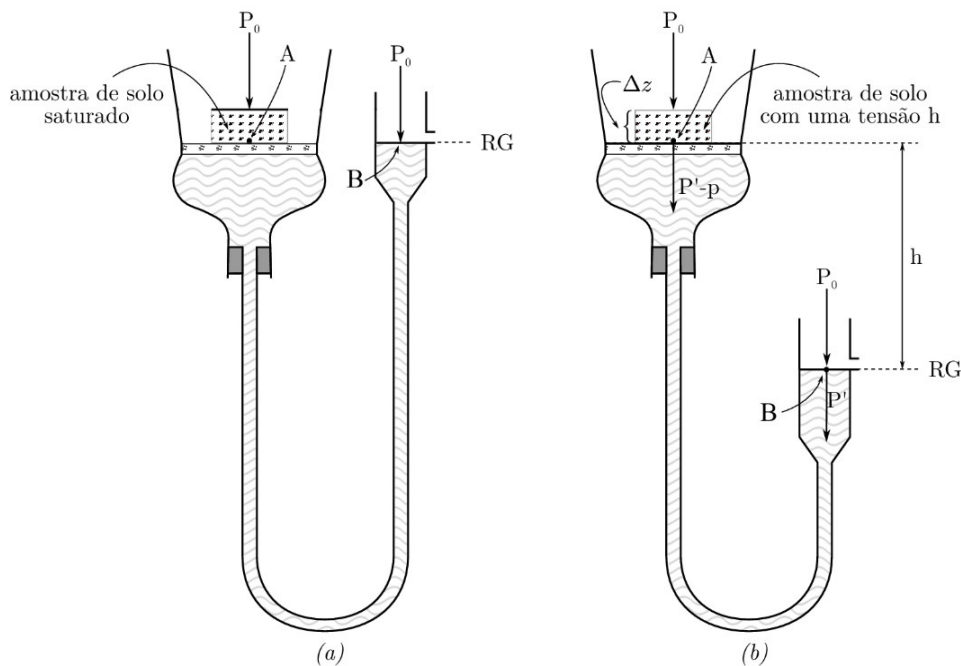


Figura 15 - Procedimento para medida de ϕ_m com o funil de placa porosa: (a) situação de equilíbrio com a amostra de solo saturada ($h=0$) e (b) situação de equilíbrio com a amostra de solo não saturada após a aplicação da sucção h , mostrando em ambas as situações a água no solo/placa (posição A) e a água padrão (posição B).

Para a elaboração da curva de retenção da água no solo com o funil de placa porosa, repete-se, para diversos valores de h , o procedimento indicado na Figura 15 determinando-se, depois de atingido o equilíbrio com cada valor de h selecionado, o valor correspondente do conteúdo de água

no solo. Evidentemente, de um modo geral, quanto maior h (ou menor ϕ_m), menor deve ser o conteúdo de água no solo depois do equilíbrio.

O funil da placa porosa é normalmente utilizado para valores de h menores do que 2 m.

3.2 Câmaras de Pressão

Para valores de ϕ_m menores do que $\cong -2,0$ m água até o limite de -150 m água, pode-se completar a curva de retenção no laboratório, utilizando câmaras de ar comprimido munidas de placa porosa (Figura 16). Como se pode ver por esta figura, a placa porosa permite o contato da água na amostra de solo (posição A) com a água padrão (posição B). Estando a amostra de solo saturada, ao se aplicar uma pressão de ar P na câmara, toda água na amostra de solo com energia potencial específica de retenção menor do que P é retirada da amostra e goteja através do tubo de

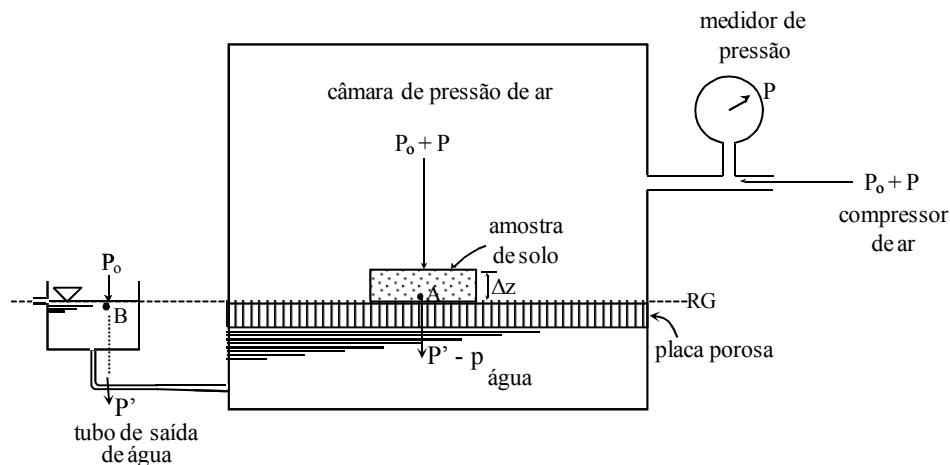


Figura 16 - Câmara de pressão de ar com placa porosa para elaboração da curva de retenção.

saída da câmara. Além disso, à semelhança do funil, formam-se nos capilares da placa meniscos côncavos nos quais (posição A) atua a pressão $P_0 + P + P' - p$ e, como na água padrão (posição B) atua a pressão $P_0 + P'$, então, quando parar de gotejar (equilíbrio), é claro que $P_0 + P + P' - p = P_0 + P'$ e, sendo, na unidade energia/ volume, $\varepsilon_m = P_0 + P' - p$ (posição A) e $\varepsilon_p^o = P_0 + P'$ (posição B), então $\varepsilon_m + P = \varepsilon_p^o$. Portanto, na condição de equilíbrio, tem-se, pela definição de ϕ_m , isto é,

$$\phi_m = \varepsilon_m - \varepsilon_p^o, \text{ que}$$

$$\phi_m = \varepsilon_m - \varepsilon_p^o = -P \rightarrow [Pa]. \quad (61)$$

Na unidade energia/massa,

$$\phi_m = \varepsilon_m - \varepsilon_p = -\frac{P}{\rho_a} \rightarrow [Jkg^{-1}] \quad (62)$$

e, na unidade energia/peso,

$$\phi_m = \varepsilon_m - \varepsilon_p^o = -\frac{P}{\rho_a g} \rightarrow [JN^{-1} = m = m \text{ água}] \quad (63)$$

Note-se que aqui também, como no funil, está-se assumindo que $p_m=p$, isto é, considerando-se apenas o fenômeno da capilaridade. Note-se ainda que como $P_o + P + P' - p = P_o + P'$ no equilíbrio, resulta que $P=p$.

Resumidamente, o procedimento de utilização da câmara consiste em saturar a amostra de solo, também neste caso de espessura Δz a menor possível, aplicar a pressão de interesse P e após o equilíbrio, quando o tubo de saída parar de gotejar, medir o valor do conteúdo de água com que ficou a amostra; repete-se o procedimento para vários valores de P e elabora-se a curva.

A explicação do porquê $\phi_m = -P$ com a câmara de pressão pode, à semelhança de como se demonstrou para o funil, também ser dada da maneira a seguir. Percebe-se facilmente que enquanto o tubo de saída estiver gotejando, evidentemente $\phi_t(A) > \phi_t(B)$ e o valor de ϕ_m estará diminuindo uma vez que o solo estará sendo dessaturado. Quando parar de gotejar (equilíbrio), o valor de ϕ_m é tal que compensa a pressão aplicada P . Nesta condição de equilíbrio, portanto, a amostra de solo encontra-se não saturada com determinado potencial mátrico ϕ_m ; mas fica sujeita também à pressão de ar $P_o + P$, portanto, com um *potencial pneumático* $\phi_n = P$, por tratar-se de pressão de ar: $\phi_n = \varepsilon_n - \varepsilon_n^o = (P_o + P) - P_o = P$, em que $\varepsilon_n = (P_o + P) =$ energia potencial pneumática específica da água no solo/placa (posição A) e $\varepsilon_n^o = P_o =$ energia potencial pneumática específica da água padrão (posição B). Portanto (Figura 16), $\phi_t(A) = \phi_m + \phi_n = \phi_m + P$ e $\phi_t(B) = 0$. E como no equilíbrio $\phi_t(A) = \phi_t(B)$, resulta imediatamente que $\phi_m = -P$, idêntico à equação (61)!

Comparando os funcionamentos do funil e da câmara, verifica-se que a diferença entre eles é a maneira como se faz a retirada da água da amostra de solo: enquanto que com o funil se aplica uma sucção h sob a amostra/placa, com a câmara aplica-se uma pressão P sobre a amostra/placa.

Como no caso do funil para a aplicação de h , o que limita o valor de P a ser aplicado é a porosidade da placa. Placas com poros pequenos suportam evidentemente uma pressão maior P sem rompimento do menisco nos seus poros capilares. A pressão de ar máxima P_{max} que a placa suporta é denominada pressão de borbulhamento da placa.

No comércio, encontram-se placas porosas com pressão de borbulhamento de 100, 300, 500 e 1500 kPa. Para valores de pressão de 10 a 400 kPa, utiliza-se uma câmara de pressão também conhecida pelo nome popular de “panela de pressão”, pela semelhança na forma com a panela de uso doméstico. Para valores de pressão de 500 a 2000 kPa, utiliza-se uma outra câmara, de constituição mais robusta e forma mais achatada para suportar estes altos valores de pressão. Também no caso das câmaras de pressão, o bom contato entre a placa porosa e a amostra de solo é primordial, a fim de que o contato *hidráulico* entre ambas seja sempre mantido.

Modelo de avaliação da distribuição do tamanho do poro do solo a partir da curva de retenção pela teoria da capilaridade

Embora com este modelo não se pretenda quantificar o tamanho real dos poros do solo, como será esclarecido a seguir, ele não deixa de ser uma opção interessante a ser utilizada.

Na abordagem, será considerada a curva de retenção por secagem. Na curva por molhagem, o raciocínio é o mesmo apenas invertendo-se o sentido do processo, isto é, enquanto na curva por secagem os poros são esvaziados por aumento de tensão, na por molhagem os poros são preenchidos com água por diminuição de tensão.

Iniciando o desenvolvimento do modelo, considere-se o gráfico da Figura 17 que mostra uma curva de retenção típica tendo como abscissa o logaritmo da tensão da água no solo τ variando de 0,05 a 150 m água e como ordenada o conteúdo de água no solo à base de volume θ variando de 0,548 a 0,252 m^3m^{-3} , respectivamente, sendo $\theta_o = 0,550 m^3m^{-3}$ o conteúdo de água no solo saturado, numericamente igual à porosidade do solo α .

Assim, como já explicado, quando se aplica uma sucção h [m] por meio do funil de placa porosa ou uma pressão de ar P [Pa] por meio da câmara de pressão de ar com placa porosa, a água no solo fica com uma tensão $\tau=h$ [m] ou $\tau=P$ [Pa], respectivamente, no equilíbrio e, pelo modelo, são esvaziados os poros da amostra de raio r_s maior do que o calculado pela equação

$$r_s = \frac{2\sigma}{\rho_a gh} \quad (64)$$

quando se utiliza o funil ou pela equação

$$r_s = \frac{2\sigma}{P} \quad (65)$$

quando se utiliza a câmara. Note-se que, na realidade, as equações (64) e (65) são idênticas na forma, visto que $P=p=\rho_a gh$: o que muda, como já anteriormente esclarecido, é a maneira de retirar a água do solo. As equações (64) e (65), como se pode notar, são a equação (9) da capilaridade para $\alpha=0$ e valores de h e P menores do que h_{max} e P_{max} da placa, respectivamente.

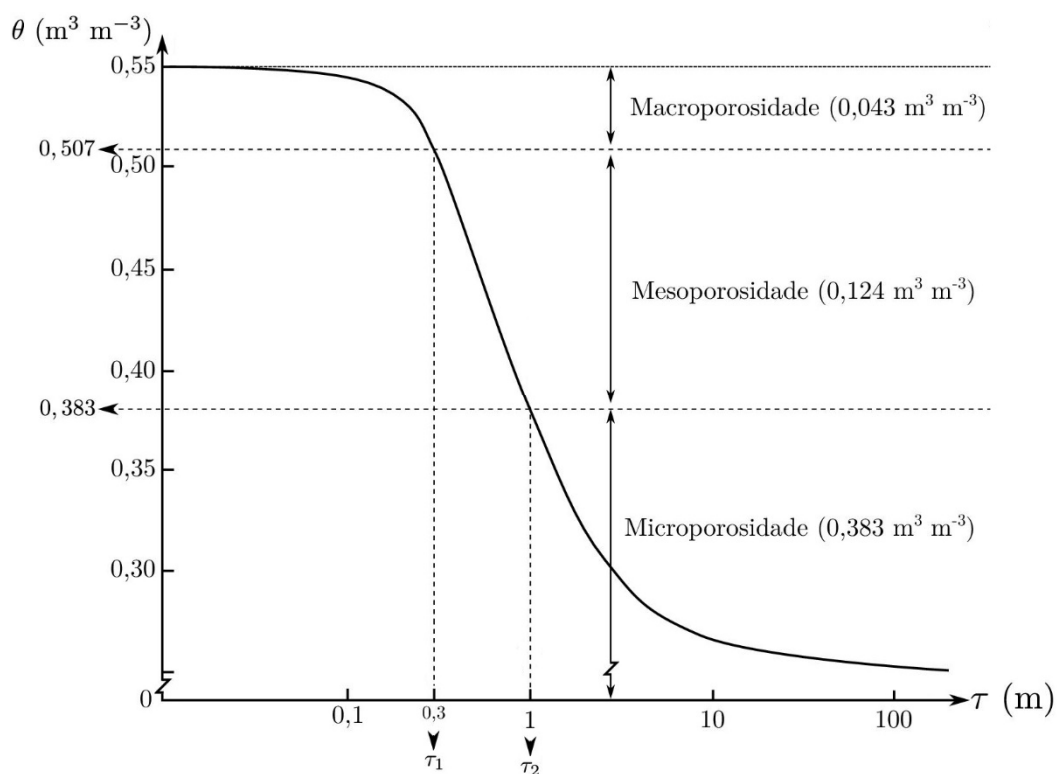


Figura 17- Curva de retenção da água no solo (θ em função de $\log \tau$).

É importante esclarecer que o solo não é um simples tubo capilar, mas uma composição irregular de poros e canais formados por seus sólidos. Conseqüentemente, é claro que embora na determinação da curva de retenção por meio do funil e da câmara de pressão com placa porosa as interfaces água-ar nos poros capilares do solo/placa estejam todas com o mesmo valor de τ , elas não

são iguais em todos os pontos do solo (nem da placa) e nem se acomodam em poros de secção transversal circular, pelo que o valor de r_s que se obtém pelas equações (64) ou (65) só pode ser considerado como o de um *raio equivalente* sem qualquer tentativa de quantificação do raio real.

Dadas estas informações, elabora-se, a partir da curva da Figura 17, o gráfico da Figura 18, no qual se tem, no eixo das abscissas, o logaritmo do raio equivalente r_s , calculado pela equação (64) ou (65) considerando $\sigma=0,07275 \text{ Nm}^{-1}$, $\rho=1000 \text{ kgm}^{-3}$ e $g=9,8 \text{ ms}^{-2}$, e, no eixo das ordenadas, a saturação relativa S_r , definida por $S_r=(V_a/V_P)=\theta/\alpha$, ou seja, a curva da Figura 18 é o gráfico da equação $S_r = F(\log r_s)$ no plano $(\log r_s, S_r)$.

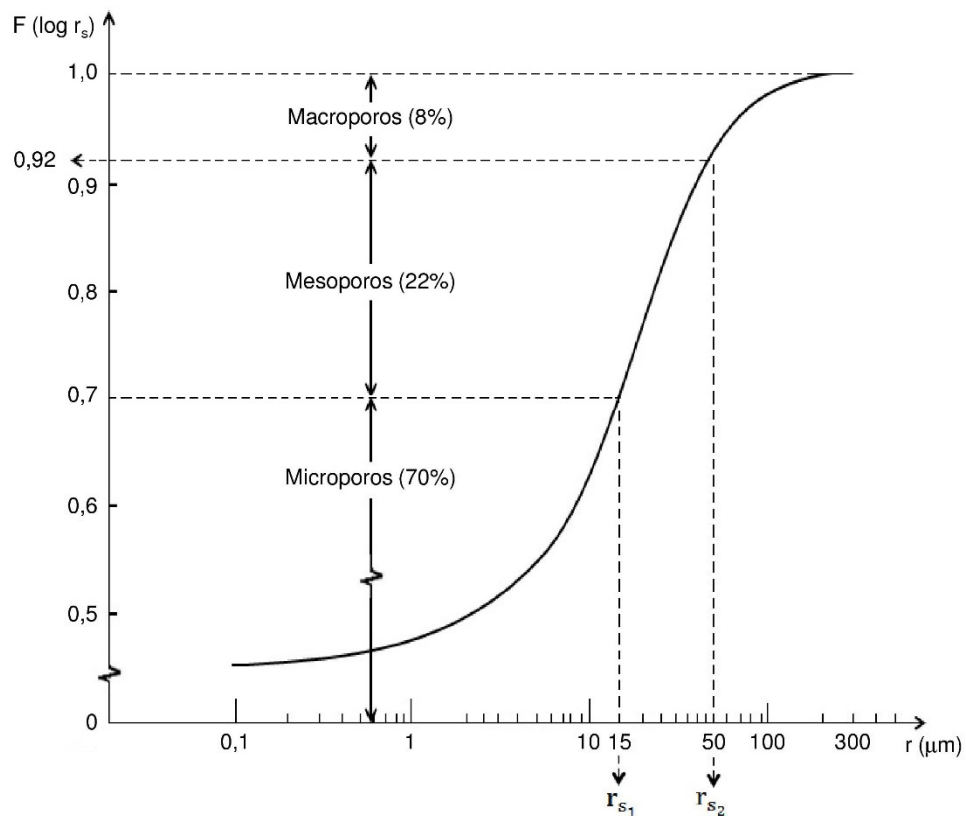


Figura 18 – Curva da função frequência acumulada de raios

Conforme sua definição, a saturação relativa é um índice que mede a fração cheia de água do volume de poros de uma amostra de solo. No entanto, para um dado r_s na curva da Figura 18, ela continua sendo a fração cheia de água do volume de poros da amostra, mas neste caso dos poros de raio menor do que r_s . Além disso, como a curva desta figura foi construída a partir da curva de retenção (Figura 17) utilizando a equação (64) ou (65), percebe-se que, para um valor de r_s tendendo

para o infinito (τ tendendo para zero), a saturação relativa tende para a unidade (todo o volume de poros da amostra cheio de água) e, para um valor de r_s tendendo para zero (τ tendendo para um valor muito alto), ela tende para zero (todo o volume de poros da amostra sem água, embora na prática usual de determinação da curva de retenção nunca se chega ao esvaziamento de todo o volume de poros da amostra). Pode-se dizer, portanto, que, na curva da Figura 18, $F(\log r_s)$ varia de 0 a 1 ou de 0 a 100%. Assim, para qualquer valor de r_s , por exemplo $10 \mu\text{m}$, para o qual, pela curva, $F(\log 10 \mu\text{m})=0,615$ ou 61,5%, diz-se que 0,615 ou 61,5% do volume de poros da amostra está cheio de água e corresponde ao volume dos poros de raio menor do que $10 \mu\text{m}$. Percebe-se, portanto, que independentemente de se considerar poros cheios de água, a função $F(\log r_s)$ da Figura 18 é a razão entre o *volume dos poros* de raio menor do que r_s e o *volume total de poros* da amostra, a qual pode-se dizer que é equivalente à razão entre o *número de poros* de raio menor do que r_s e o *número total de poros* da amostra ou ainda equivalente à razão entre o *número de raios* menores do que r_s e o *número total de raios* da amostra e daí, então, ser chamada de *função frequência acumulada de raios* da amostra.

Prosseguindo no desenvolvimento do modelo, se a equação $S_r=F(\log r_s)$, representada pela curva da Figura 18, for diferenciada com relação a $\log r_s$, obtém-se a inclinação da tangente à curva no ponto $(\log r_s, S_r)$, a qual é também função de $\log r_s$, isto é, $dS_r/d \log r_s=f(\log r_s)$ ou

$$f(\log r_s) = \frac{dF(\log r_s)}{d \log r_s}. \quad (66)$$

A curva de $f(\log r_s)$ em função de $\log r_s$, cujo gráfico é mostrado na Figura 19, é portanto a curva diferencial da curva da Figura 18 e pelo fato de $F(\log r_s)$ ter sido denominada *função frequência acumulada de raios* da amostra, então $f(\log r_s)$, sendo a derivada de $F(\log r_s)$ com relação a $\log r_s$ (equação 66), é chamada de *função frequência de raios por unidade de log r_s* da amostra. Assim, a partir da equação (66), para dois raios r_{s1} e r_{s2} sendo $r_{s2}>r_{s1}$, tem-se que

$$\int_{\log r_{s1}}^{\log r_{s2}} f(\log r_s) d \log r_s = \int_{F(\log r_{s1})}^{F(\log r_{s2})} dF(\log r_s)$$

ou

$$\int_{\log r_{s1}}^{\log r_{s2}} f(\log r_s) d \log r_s = F(\log r_{s2}) - F(\log r_{s1}). \quad (67)$$

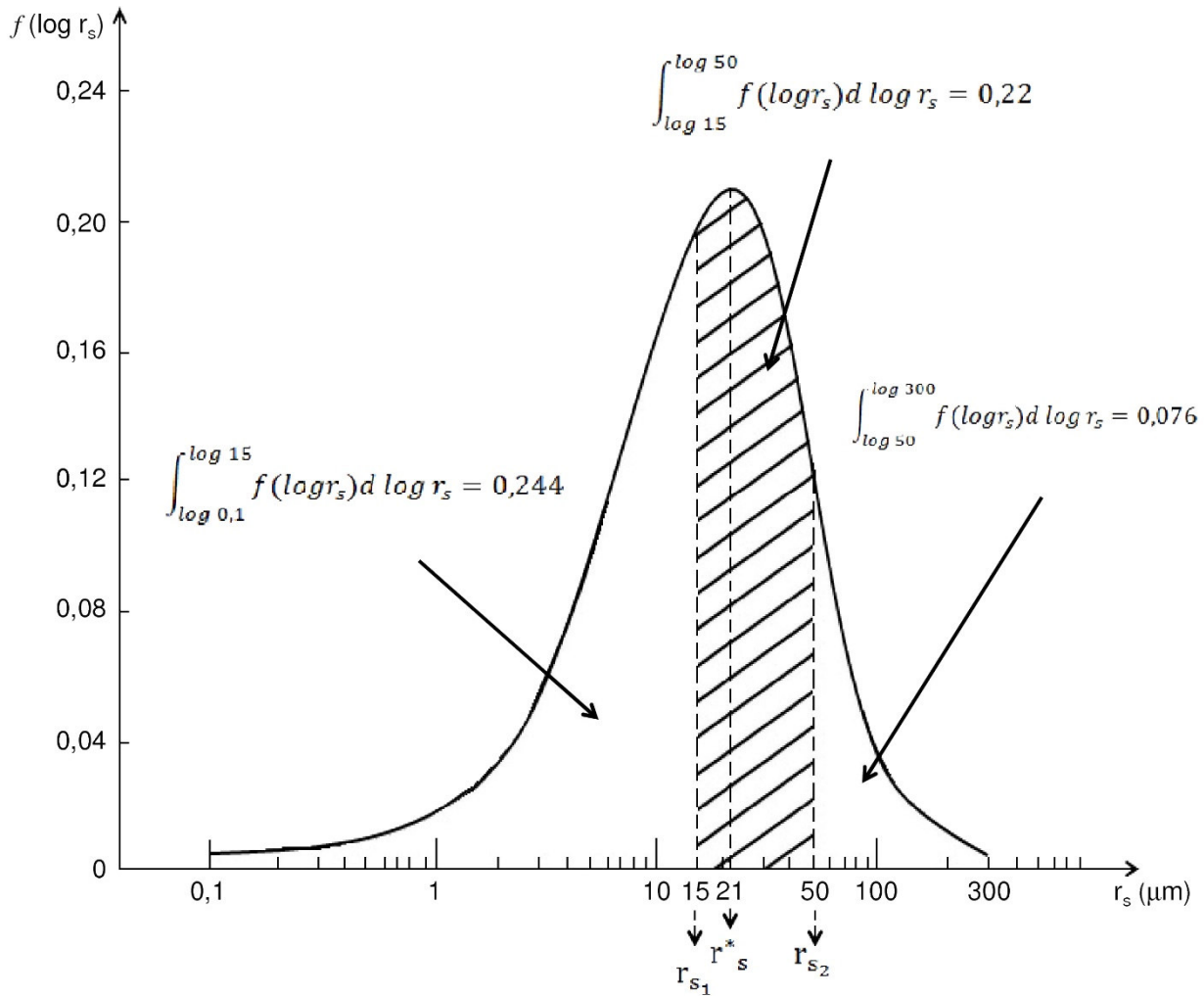


Figura 19 – Curva da função frequência de raios por intervalo de logaritmo do raio.

O primeiro membro da equação (67) representa a área hachurada da Figura 19, a qual é igual à diferença $F(\log r_{s2}) - F(\log r_{s1})$ na ordenada da Figura 18. Como $F(\log r_{s2}) = S_{r2} = V_{a2}/V_P$ e $F(\log r_{s1}) = S_{r1} = V_{a1}/V_P$, resulta que

$$F(\log r_{s2}) - F(\log r_{s1}) = \frac{V_{a2} - V_{a1}}{V_P} = \frac{\Delta V_a}{V_P} \equiv \frac{\Delta V_P}{V_P}, \quad (68)$$

isto é, ΔV_a é a diferença entre o volume de água existente na amostra de solo com saturação relativa S_{r2} e o volume de água existente na amostra com saturação relativa S_{r1} , portanto igual ao volume de água liberado da amostra quando a sua saturação relativa decresce de S_{r2} para S_{r1} com diminuição

do raio r_s de r_{s2} a r_{s1} . Tal diferença, evidentemente, é idêntica ao volume ΔV_P de poros da amostra com valores de raio compreendidos entre r_{s1} e r_{s2} , e, por consequência, que $\Delta V_P/V_P$ é a fração do volume de poros da amostra com valores de raio maiores do que r_{s1} e menores do que r_{s2} ou que $\Delta V_P/V_P$ é a frequência de raios da amostra maiores do que r_{s1} e menores do que r_{s2} .

Analisando um pouco mais a curva do gráfico da Figura 19, percebe-se que ela tem um ponto de máximo, isto é, um r_s^* para o qual $f(\log r_s^*)$ é máxima, ou seja, este solo apresenta uma frequência de raios por intervalo de $\log r_s$ máxima correspondente aos poros de raio r_s^* .

Deve ser lembrado que a função $f(\log r_s)$ foi denominada frequência de raios e a função $F(\log r_s)$ denominada frequência acumulada de raios, devido à natureza semelhante destas funções à *função probabilidade* e à *função distribuição*, respectivamente, do estudo da probabilidade.

Exemplificando, tem-se, pela Figura 18, que, para $r_{s2}=50\mu m$, $F(\log 50\mu m)=0,92$, para $r_{s1}=15\mu m$, $F(\log 15\mu m)=0,70$, para $r_s \rightarrow \infty$, $F[\log (r_s \rightarrow \infty)] \rightarrow 1$ e para $r_s \rightarrow 0$, $F[\log(r_s \rightarrow 0)] \rightarrow 0$. Portanto, $F[\log (r_s \rightarrow \infty)] - F(\log 50 \mu m) = 1,00 - 0,92 = 0,08$ é a frequência de raios maiores do que $50 \mu m$, $F(\log 50 \mu m) - F(\log 15\mu m) = 0,92 - 0,70 = 0,22$ é a frequência de raios menores do que $50 \mu m$ e maiores do que $15 \mu m$ (área hachurada sob a curva da Figura 19) e $F(\log 15 \mu m) - F[\log(r_s \rightarrow 0)] = 0,70 - 0,00 = 0,70$ é a frequência de raios menores do que $15 \mu m$. É importante lembrar nesse momento que, pelo fato de a curva de retenção no exemplo em estudo ter sido determinada para o intervalo de tensão de $0,05m$ ($r_s=300\mu m$) a $150 m$ ($r_s=0,1\mu m$), não deve ser pode extrapolada para fora deste intervalo. Consequentemente, não se pode avaliar, *pela curva da Figura 19*, os intervalos $r_s > 50 \mu m$ e $r_s < 15 \mu m$ como um todo, mas apenas parte deles, quais sejam, os intervalos $50-300 \mu m$ e $0,1-15\mu m$, para os quais, sendo, pela Figura 18, $F(\log 300 \mu m) = 0,996$ e $F(\log 0,1 \mu m) = 0,456 \mu m$, resulta que $F(\log 300\mu m) - F(\log 50\mu m) = 0,996 - 0,92 = 0,076 =$ a frequência de raios menores do que $300 \mu m$ e maiores do que $50\mu m$ (área sob a curva da Figura 19 à direita da área hachurada) e $F(\log 15 \mu m) - F(\log 0.1\mu m) = 0,70 - 0,456 = 0,244 =$ a frequência de raios menores do que $15 \mu m$ e maiores do que $0.1 \mu m$ (área sob a curva da Figura 19 à esquerda da área hachurada). Pelos resultados, percebe-se que a frequência de raios maiores do que $50 \mu m$ é praticamente a mesma que a de raios maiores do que 50 e menores do que $300 \mu m$ ou que praticamente não há poros de raio maior do que $300 \mu m$ neste solo; no entanto, a frequência de raios menores do que $15 \mu m$ é 2,7 vezes

a frequência de raios menores do que $15\mu\text{m}$ e maiores do que $0,1\mu\text{m}$, ou seja, há muitos poros de raio menor do que $0,1\mu\text{m}$ neste solo, na realidade, $0,456$ do total de poros deste solo são poros de raio menor do que $0,1\mu\text{m}$ (Figura 18). Em vista de a curva de retenção da Figura 17 estar praticamente paralela ao eixo das abscissas na faixa de tensão de 150 m ($r_s=0,1\mu\text{m}$) e com um alto valor de $F(\log r_s)$ (Figura 18), é possível que se ela fosse determinada para além de 150 m de tensão, pudessem aparecer outro(s) pico(s) na curva da Figura 19 para $r_s < 0,1\mu\text{m}$. Quando este fato é detectado para quaisquer valores de r_s , diz-se que a distribuição de raios do solo é bimodal (dois picos), trimodal (três picos), etc.. No que respeita ao ponto de máximo da curva modal da Figura 19, nota-se que $r_s^* = 21\mu\text{m}$, ou seja, o raio de $21\mu\text{m}$ é o de maior frequência por unidade de $\log r_s$ neste solo.

Empiricamente, os poros do solo são classificados por Koorevaar et al. (1983), por exemplo, em *a) macroporos*: poros de raio maior do que $50\mu\text{m}$, cuja principal função é a aeração do solo e a condução de água durante o processo de infiltração, *b) mesoporos*: poros de raio entre 15 e $50\mu\text{m}$, com a função principal de conduzir a água durante o processo de redistribuição, isto é, após o esvaziamento dos macroporos e *c) microporos*: poros de raio menor do que $15\mu\text{m}$ que atuam, principalmente, na armazenagem da água.

Assim, com base nesta classificação, pode-se dizer que, pelo modelo da capilaridade associado à curva de retenção: *(a)* há 8% de macroporos, 22% de mesoporos e 70% de microporos no solo do exemplo em estudo (Figuras 18) e *(b)* como para $\tau_0 = 0$ ($r_s \rightarrow \infty$), $\theta_0 = 0,55\text{m}^3\text{m}^{-3}$ (conteúdo de água no solo saturado); para $\tau_1 = 0,3\text{m}$ ($r_{s1} = 50\mu\text{m}$), $\theta_1 = 0,507\text{m}^3\text{m}^{-3}$; para $\tau_2 = 1,0\text{ m}$ ($r_s = 15\mu\text{m}$), $\theta_2 = 0,383\text{ m}^3\text{m}^{-3}$ e, para $\tau_\infty \rightarrow \infty$ ($r_s \rightarrow 0$), $\theta_\infty = 0$ (Figura 17), tem-se que a *macroporosidade* deste solo é $0,550 - 0,507 - 0,043\text{ m}^3\text{m}^{-3}$, sua *mesoporosidade* é $0,507 - 0,383 = 0,124\text{ m}^3\text{m}^{-3}$ e sua *microporosidade* é $0,383 - 0,000 = 0,383\text{ m}^3\text{m}^{-3}$. Além disso, o poro mais frequente deste solo é o mesoporo de raio $21\mu\text{m}$ (Figura 19).

3.3 O tensiômetro

O princípio de funcionamento do tensiômetro é muito semelhante ao do funil de placa porosa, residindo a diferença fundamental no fato de que, no caso do tensiômetro, ao invés de se trazer a amostra de solo para junto da placa porosa, leva-se a placa porosa para junto da amostra, uma vez que o objetivo principal do tensiômetro, ao contrário do funil, não é a elaboração da curva de

retenção, mas a medida de ϕ_m no local de interesse. Como a placa porosa deve ser introduzida no solo, é confeccionada no formato de um cilindro oco denominado *cápsula porosa*, com espessura de parede de $\pm 2 \text{ mm}$, diâmetro externo de $\pm 20 \text{ mm}$ e comprimento de $\pm 50 \text{ mm}$.

O procedimento com o funil de placa porosa de saturar o solo e depois colocá-lo à tensão de interesse por sucção da água não se faz, é claro, no caso do tensiômetro. O importante no caso do tensiômetro é que o solo esteja o mais úmido possível quando da sua instalação, a fim de que haja o bom contato necessário entre a cápsula porosa e o solo ou, por outras palavras, para que através dos poros da parede da cápsula a água no tensiômetro entre em contato e se equilibre com a água no solo. Após o estabelecimento deste equilíbrio, atinge-se teoricamente a mesma situação da Figura 15b como se pode ver na Figura 20, que mostra um tensiômetro com manômetro de água instalado no campo medindo na posição A adjacente à cápsula o potencial mátrico $\phi_m(A) = -h \text{ [m]}$ (note-se a semelhança entre as Figuras 15b e 20). Melhor explicando, considere-se uma determinada condição de equilíbrio instantâneo na qual o solo (posição A) encontra-se com um dado conteúdo de água para o qual $\phi_m(A) = -h \text{ [m]}$ (Figura 20). Havendo uma diminuição deste conteúdo, $\phi_m(A)$ diminui e, conseqüentemente, $\phi_t(A)$ também diminui, tornando-se menor do que $\phi_t(B)$. Com $\phi_t(B) > \phi_t(A)$, água sai do tensiômetro e uma nova condição de equilíbrio com um valor maior da altura h é atingida. Quando há um aumento no conteúdo de água no solo, o processo é o inverso, isto é, $\phi_m(A)$ aumenta, fazendo com que $\phi_t(A)$ torne-se maior do que $\phi_t(B)$ e água entre no tensiômetro diminuindo h . É importante lembrar que na Figura 20, como na Figura 15b, tem-se que no equilíbrio (instantâneo) $\phi_t(A) = \phi_t(B)$ e que, como $\phi_t(A) = \phi_m(A) + \phi_g(A) = \phi_m(A) + h$ e $\phi_t(B) = 0$ (ver figura), então, $\phi_m(A) = -h \text{ [m]}$. Evidentemente, na condição de saturação, com um lençol de água passando por A , o nível da água no manômetro será coincidente com o lençol e a posição B eleva-se, portanto, até C (Figura 20), pelo que $\phi_m(A) = 0 \text{ [m]}$, como na Figura 15a. Se o lençol subir acima da cápsula, o tensiômetro passará a funcionar como um piezômetro de modo que como na Figura 10, a altura de água no manômetro acima de C é o potencial de pressão na posição A .

Devido à impraticabilidade de utilização do tensiômetro com manômetro de água no campo, pelo fato de ter-se que abrir uma trincheira para que a leitura h possa ser feita (Figura 20), substitui-se o manômetro de água por um manômetro de mercúrio, colocado acima da superfície do solo como mostra a Figura 21. Como se pode notar, tal figura mostra também o manômetro de água

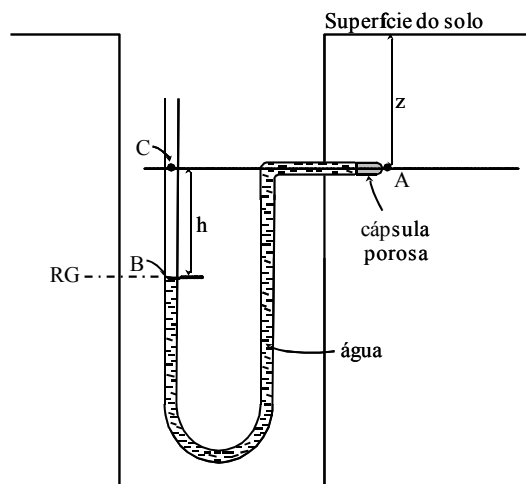


Figura 20 - Tensiômetro com manômetro de água instalado no campo.

indicando uma leitura h , com o intuito de facilitar a explicação do cálculo desta leitura (h) a partir da leitura da altura de mercúrio H .

Para que o tensiômetro com manômetro de mercúrio (Figura 21) possa funcionar, suas partes não podem conter ar. A eliminação do ar é feita retirando a rolha de borracha do equipamento, colocação de água sob pressão até parar o borbulhamento de ar na cuba de mercúrio e recolocação da rolha à posição original. Antes de discutir o funcionamento de tal tensiômetro com sua cápsula porosa no solo, considere-se, primeiramente, ele no laboratório (*a*) com sua cápsula porosa imersa num backer com água cuja superfície coincida com o centro da cápsula, (*b*) com a cuba de mercúrio próxima à cápsula de tal modo que a superfície do mercúrio também coincida com o centro da cápsula e (*c*) com o procedimento de eliminação do ar executado. Nesta situação de equilíbrio, evidentemente, $h=0$ e $H=0$. Ao se elevar a cuba desta posição a certa distância acima do centro da cápsula, cria-se um sifão com o qual, ao se tentar escoar a água, “puxa-se” o mercúrio da cuba até o re-estabelecimento de um novo equilíbrio com um dado valor de $H=H'$ que é tanto maior quanto maior for esta distância (do centro da cápsula à superfície do mercúrio na cuba) a qual, como se sabe, é a distância que rege o funcionamento do sifão. Se o ar não for eliminado, o sifão não funciona! Portanto, o tensiômetro com manômetro de mercúrio da Figura 21 em funcionamento no campo possui uma leitura constante H' função direta de h_c+Z , independente do conteúdo de água no solo. Mais adiante será deduzida a fórmula para o cálculo de H' .

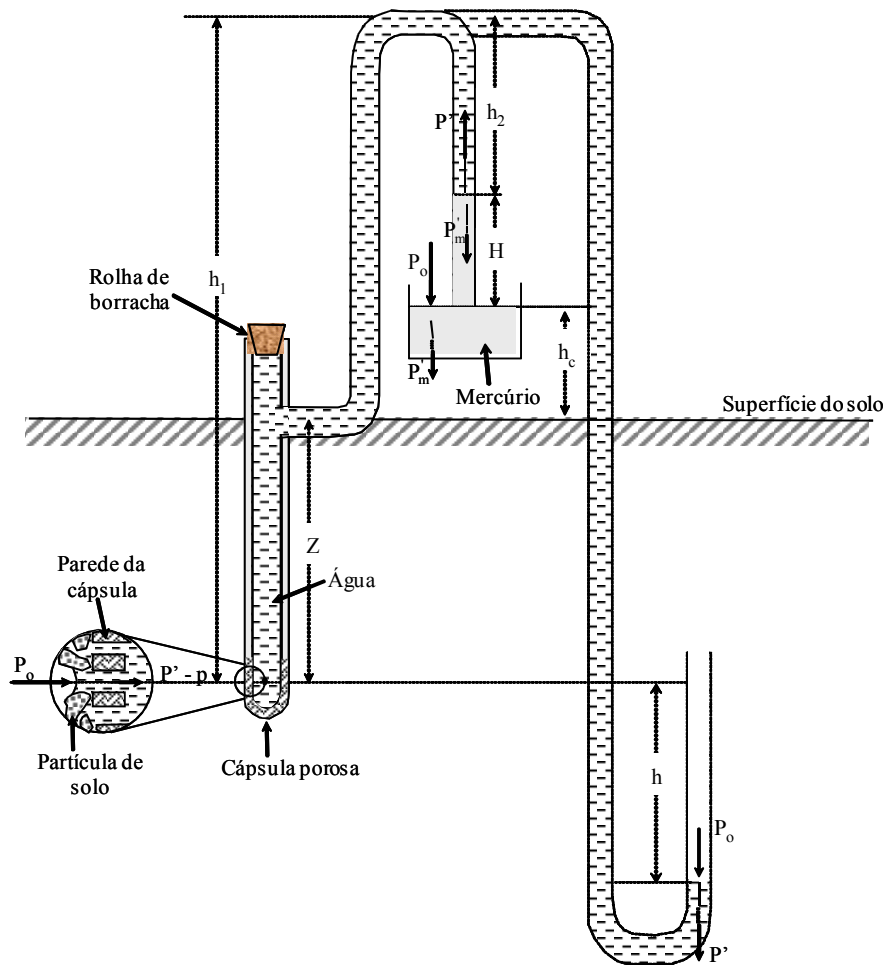


Figura 21 – Esquema do tensiômetro com manômetro de mercúrio instalado no campo (mostrando também o manômetro de água), sendo P_o = pressão atmosférica do local, $P' = P_P$ = pressão interna na água na interface plana água-ar no manômetro de água e na interface plana água-mercúrio no manômetro de mercúrio, $P' - p = P_C$ = pressão interna na interface côncava água-ar no solo/parede da câpsula e P'_m = pressão interna no mercúrio, na interface plana mercúrio-ar na cuba de mercúrio e na interface plana mercúrio-água no manômetro de mercúrio.

Será, agora, a discutido o funcionamento do tensiômetro com manômetro de mercúrio com sua câpsula porosa no solo. O procedimento de eliminação do ar do equipamento, como explicado acima, é normalmente feito logo após a sua instalação no local de interesse. Assim, uma vez instalado e em funcionamento, toda vez que água sair do tensiômetro, devido a uma diminuição no conteúdo de água no solo, há um aumento da altura h e também da altura de mercúrio H . Uma diminuição de H indica, é claro, uma diminuição de h , devido à entrada de água no tensiômetro

causada por um aumento do conteúdo de água no solo. Há, portanto, uma dependência direta entre H , a leitura do tensiômetro com manômetro de mercúrio, e $h = \tau = -\phi_m$. A equação que mostra esta dependência será deduzida a seguir.

Sabe-se que, no tensiômetro da Figura 21, só haverá equilíbrio quando a pressão *líquida* ΔP_A , que atua na superfície do mercúrio na cuba empurrando-o para dentro do tubo de leitura, for igual à pressão *líquida* ΔP_B , que atua na superfície da água nos poros do solo/cápsula empurrando-a para dentro do tensiômetro e que, como será esclarecido mais adiante, esse equilíbrio só ocorre para valores da quantidade $\rho_{Hg}gH + \rho_a gh_2$ até um máximo igual à pressão atmosférica local P_o . Fazendo $P' = P_P$ (pressão interna na água, na interface *plana* água-mercúrio no tubo de leitura), $P' - p = P_C$ (pressão interna na interface *côncava* água-ar nos poros do solo/parede da cápsula) e sendo P'_m a pressão interna no mercúrio, na interface *plana* mercúrio-ar na cuba de mercúrio e na interface *plana* mercúrio-água no tubo de leitura (Figura 21), tem-se, pelo balanço das pressões atuantes, que:

$$\Delta P_A = (P_o + P'_m - P'_m + P_P) - (\rho_{Hg}gH + \rho_a gh_2) \quad \text{e} \quad \Delta P_B = (P_o + P_C) - \rho_a gh_1.$$

Consequentemente, no equilíbrio ($\Delta P_A = \Delta P_B$),

$$\underbrace{(P_o + P_P) - (\rho_{Hg}gH + \rho_a gh_2)}_{\Delta P_A} = \underbrace{(P_o + P_C) - \rho_a gh_1}_{\Delta P_B}. \quad (69)$$

Explicitando $P_P - P_C = p$ da equação (69) obtém-se:

$$p = \rho_{Hg}gH - \rho_a g(h_1 - h_2).$$

Como $p = \rho_a gh$ e $h_1 - h_2 = H + h_c + Z$ (Figura 21), então,

$$\rho_a gh = (\rho_{Hg} - \rho_a)gH - \rho_a g(h_c + Z).$$

Dividindo ambos os membros da equação acima por $\rho_a g$, resulta

$$h = \left(\frac{\rho_{Hg} - \rho_a}{\rho_a} \right) H - h_c - Z. \quad (70)$$

Chamando de H' o valor de H para $h=0$, tem-se, a partir da equação (70), que

$$H' = \frac{\rho_a}{\rho_{Hg} - \rho_a} (h_c + Z) , \quad (71)$$

isto é, a equação para o cálculo de H' anteriormente comentada, ou seja, independentemente da atuação da matriz do solo para o aumento ou a diminuição de h conforme o solo seca ou umedece, o tensiômetro possui uma altura de mercúrio fixa H' que é tanto maior quanto maior for a distância vertical $h_c + Z$. Portanto, é a diferença $H - H' = H''$ que resulta da atuação da matriz. Desse modo, sendo $H = H' + H''$, pode-se reescrever a equação (70) como

$$h = \left(\frac{\rho_{Hg} - \rho_a}{\rho_a} \right) (H' + H'') - h_c - Z$$

e a substituição da equação (71) na equação acima mostra imediatamente que

$$h = \left(\frac{\rho_{Hg} - \rho_a}{\rho_a} \right) H'' . \quad (72)$$

Assumindo que $\rho_{Hg} = 13600 \text{ kg m}^{-3}$ e $\rho_a = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ e lembrando que $\phi_m = -h$ ($m \equiv m$ água), tem-se que, pela equação (70):

$$\phi_m = -12,6H + h_c + Z \rightarrow [m \equiv m \text{ água}] \quad (73)$$

ou, pela equação (72), que

$$\phi_m = -12,6H'' \rightarrow [m \equiv m \text{ água}], \quad (74)$$

sendo, portanto: *a*) na equação (73), H a altura de mercúrio ou leitura do tensiômetro, em m , feita a partir do nível de mercúrio na cuba, h_c a distância vertical do nível de mercúrio na cuba à superfície do solo no momento da leitura, em m , e Z a profundidade de instalação da cápsula porosa, em m , e *b*) na equação (74), H'' a altura de mercúrio ou leitura do tensiômetro, em m , feita a partir do topo de H' . Em outras palavras, no caso da equação (73), o zero do manômetro de mercúrio é o nível de mercúrio na cuba e no caso da equação (74), o zero do manômetro é o topo de H' calculada previamente pela equação (71).

No caso de solos expansivos, o ponto de medida no perfil pode sofrer a ação de uma sobrecarga (“overburden”) causada pelo material sólido acima dele, resultando em um potencial de pressão no solo não saturado. Quando for esse o caso, o primeiro membro das equações (73) ou (74) torna-se $\phi_m + \phi_p$ e não apenas ϕ_m .

É fácil verificar também que quando se utiliza a equação (73) e se o valor de H for menor do que o valor de H' , o valor de ϕ_m resultante será um número positivo, significando que se trata de um potencial de pressão, ou seja, nesta situação, o tensiômetro funciona como um piezômetro.

Um ponto importante a esclarecer a respeito do tensiômetro mostrado na Figura 21 diz respeito a sua limitação em medir valores de tensão até um máximo de aproximadamente 100 kPa (o valor de P_o na figura). Partindo de uma situação de equilíbrio, $\Delta P_A = \Delta P_B$ (equação 69), se o solo seca, p aumenta, $P_C = P' - p$ diminui e, portanto, ΔP_B também diminui, com o que ΔP_A tornando-se maior do que ΔP_B empurra o mercúrio para cima no tubo de leitura com conseqüente aumento de H , diminuição de h_2 e estabelecimento de um novo equilíbrio. Evidentemente, a continuar o processo de secagem do solo, vai chegar um momento em que $\rho_{Hg} gH + \rho_a g h_2$ se torna igual à pressão atmosférica P_o , ponto no qual $H = H_{Max}$, $h_2 = h_{2Min}$, ou seja,

$$\rho_{Hg} gH_{Max} + \rho_a g h_{2Min} = P_o, \quad (75)$$

e a equação (69) se torna

$$\underbrace{P_P}_{\Delta P_A} = \underbrace{(P_o + P_C) - \rho_a g h_1}_{\Delta P_B}. \quad (76)$$

Com a diminuição de $P_C = P' - p$ devido ao aumento de p , e, portanto, de h a partir desse ponto, a pressão atmosférica P_o deixa de atuar para o aumento de H (empurrar o mercúrio para dentro do tubo de leitura) e o tensiômetro não mais funciona. Isso porque, pela equação (76), a diminuição de $\Delta P_B = (P_o + P_C) - \rho_a g h_1$ por diminuição de P_C faz com que $\Delta P_A = P_P = P'$ na interface água-mercúrio no tubo de leitura, tornando-se maior do que ΔP_B , tente puxar para cima a água no tubo de leitura e nesse processo rompe a coluna na interface, devido à fraca adesão da água com o mercúrio. Quando ocorre esse rompimento, que na prática se diz que o “tensiômetro estourou”, é comum, se a altura h_2 for muito pequena nesse momento, mercúrio ser impulsionado para dentro da cápsula. Portanto, o

tensiômetro com manômetro de mercúrio funciona até o valor máximo de $P_p - P_c = p$ explicitado da equação (76), isto é,

$$p_{Max} = P_o - \rho_a g h_1$$

ou, como $p_{Max} = \rho_a g h_{Max}$

$$h_{Max} = \frac{P_o}{\rho_a g} - h_1 \quad , \quad (77)$$

que corresponde à leitura H_{Max} explicitada da equação (75):

$$H_{Max} = \frac{P_o - \rho_a g h_{2_{Min}}}{\rho_{Hg} g} \quad . \quad (78)$$

Pela equação (77), portanto, se o valor de h_1 for igual a $P_o / \rho_a g$, o tensiômetro não vai funcionar porque $h_{Max} = 0$, isto é, o máximo de tensão que ele consegue medir é $0 \text{ m} \equiv \text{m água}$ indicando que neste caso a leitura H é resultado apenas do processo de sifonamento do mercúrio da cuba devido à altura $h_c + Z$, isto é, $H_{Max} = H'$ (ver equação 71) e a leitura H'' , que é resultado da atuação do solo para gerar h , anula-se: $H''_{Max} = 0$ (ver equação 72 para $h = h_{Max}$).

Ainda na equação (77), evidentemente o termo $P_o / \rho_a g$ é uma constante para *qualquer* tensiômetro, pois P_o , ρ_a e g são constantes físicas e o termo h_1 (ver Figura 21) é uma constante para *cada* tensiômetro. Como Z também é um valor fixo para cada tensiômetro, tem-se que $h_1 - Z = h_2 + H + h_c$ também é uma constante para cada tensiômetro a qual deve ser criteriosamente estabelecida para que a faixa de atuação do tensiômetro ($0 - h_{Max}$) seja a maior possível. Para isso, deve-se lembrar de que, quando $H = H_{Max}$, além de $h_2 = h_{2_{Min}}$ como já foi dito, também $h_c = h_{c_{Min}}$ por causa da constância de $h_1 - Z$: é claro que como a área interna da cuba com mercúrio é normalmente sempre muito maior do que a área interna do tubo de leitura do manômetro, a diminuição de h_c é muito menor do que a diminuição de h_2 com o aumento de H , podendo ser até desprezada ($h_c =$ constante para qualquer valor de H), mas teoricamente h_c sempre diminui com o aumento de H . Assim, no momento em que a leitura H_{Max} for atingida:

$$h_1 - Z = h_{2_{Min}} + H_{Max} + h_{c_{Min}}. \quad (79)$$

Pela equação (79), se $h_{2_{Min}} = 0$ e $h_{c_{Min}} = 0$, resulta que $h_1 - Z = H_{Max}$ e, pela equação (78) (considerando $P_o = 10^5 Pa$, $\rho_{Hg} = 13600 kg m^{-3}$ e $g = 9,8 m s^{-2}$) a altura de mercúrio $H_{Max} = 0,76 m$. Entretanto, não é conveniente que $h_{2_{Min}}$ e $h_{c_{Min}}$ sejam nulos, para evitar que mercúrio seja impulsionado para dentro da cápsula porosa quando H se aproxima de H_{Max} e para que a leitura do manômetro não seja dificultada para baixos valores de H . Há, portanto, que se estabelecer um valor maior do que $0,76 m$ para $(h_1 - Z)$. No entanto, só estabelecer um valor para $(h_1 - Z)$ não é suficiente; é preciso estabelecer também um valor para $h_{c_{Min}}$, como explicado a seguir.

Explicitando $h_{2_{Min}}$ da equação (79) e substituindo a equação resultante na equação (78), obtém-se:

$$H_{Max} = \frac{P_o - \rho_a g [(h_1 - Z) - h_{c_{Min}}]}{(\rho_{Hg} - \rho_a) g}. \quad (80)$$

Com valores estipulados para $(h_1 - Z)$ e $h_{c_{Min}}$, calcula-se pela equação (80) o valor de H_{Max} e, com os três valores, os estipulados $(h_1 - Z)$ e $h_{c_{Min}}$ e o calculado H_{Max} , verifica-se pela equação (79) de quanto vai ser o valor de $h_{2_{Min}}$. Portanto, para os valores fixos de Z , h_1 e $h_{c_{Min}}$ de um dado tensiômetro tem-se valores também fixos de h_{Max} (equação 77), H_{Max} (equação 80), H'_{Min} (equação 71 para $h_c = h_{c_{Min}}$), H''_{Max} (equação 72 para $h = h_{Max}$) e $h_{2_{Min}}$ (equação 79). É fácil perceber, no entanto, que, mantendo-se o mesmo valor de Z e o mesmo valor de h_1 , obtêm-se valores crescentes de H'_{Min} e H_{Max} , decrescentes de $h_{2_{Min}}$ e sempre os mesmos valores de h_{Max} e H''_{Max} para valores crescentes de $h_{c_{Min}}$. Por exemplo, estipulando e assumindo como adequados os valores de $1,20 m$ para $(h_1 - Z)$, de $0,25 m$ para $h_{c_{Min}}$ e sendo $Z = 1,0 m$, resulta: a) pela equação (80) (com $P_o = 10^5 Pa$, $\rho_a = 1000 kg m^{-3}$, $\rho_{Hg} = 13600 kg m^{-3}$ e $g = 9,8 m s^{-2}$), que a altura de mercúrio $H_{Max} = 0,734 m$, b) pela equação (79), que $h_{2_{Min}} = 0,216 m$, c) pela equação (77), que $h_{Max} = 8m$, d) pela equação 71 (para $h_c = h_{c_{Min}}$), que a altura de mercúrio $H'_{Min} = 0,099 m$ e e) pela equação (72) (para $h = h_{Max}$), que a altura de mercúrio $H''_{Max} = 0,635 m$. Variando, agora, apenas o valor de $h_{c_{Min}}$ de $0,25 m$ para $0,45 m$, os valores de h_{Max} e H''_{Max}

permanecem (8 m e 0,635 m, respectivamente), os valores de H_{Max} e H'_{Min} aumentam (para 0750 m e 0,115 m, respectivamente) e o valor de $h_{2_{Min}}$ diminui para zero. Ao se aumentar $h_{C_{Min}}$ para valores maiores do que 0,45 m obtêm-se valores negativos para $h_{2_{Min}}$, indicando que para $h_{C_{Min}} \geq 0,45$ m, o funcionamento deste tensiômetro ($h_1=2,2$ m e $Z=1,0$ m) é comprometido.

É importante, finalmente, tecer um pequeno comentário ainda com relação ao funcionamento do tensiômetro.

Como se viu, havendo uma mudança no conteúdo de água no solo, o novo equilíbrio é atingido com adição ou remoção de água pelo instrumento na vizinhança imediata da cápsula porosa. Isto é um problema porque causa uma mudança no próprio potencial mátrico da água e que só pode ser minimizado construindo o tensiômetro com uma sensibilidade S , definida por

$$S = \frac{dh}{dV_A},$$

a maior possível; h (m) é a leitura do tensiômetro (Figura 20) e V_A (m³) é o volume total de água dentro do tensiômetro.

No caso do tensiômetro com manômetro de mercúrio (Figura 21), tendo em conta a equação (70) e expressando h em Pascal (Pa), como $dV_A = AdH$, sendo A a área interna da seção transversal do tubo manométrico, resulta que

$$S = \frac{\rho_a g dh}{dV_A} = \frac{(\rho_{Hg} - \rho_a)g}{A} \rightarrow [Pa/m^3].$$

Considerando que $\rho_{Hg}=13600$ kg m⁻³, $\rho_a=1000$ kg m⁻³ e $g=9,8$ ms⁻², resulta uma sensibilidade S de 69,9 MPa m⁻³ para um tubo manométrico de 1,5 mm de diâmetro interno.

4 Potenciais do componente água no solo

Como esclarecido no item 1 do presente texto, o que se chamou de água no solo é na realidade uma solução aquosa que foi analisada como um todo, sem qualquer consideração dos seus solutos dissolvidos. O *potencial de soluto* surge quando estes solutos precisam ser considerados e,

para isso, a análise é feita com base no *componente água* da solução no solo, utilizando o mesmo raciocínio empregado na análise da água ou solução no solo.

Dessa forma, defini-se o potencial total do componente água no solo ψ_t , pela diferença entre a energia potencial total específica do componente água no solo (posição considerada) ε_{ca} e a energia potencial total específica do componente água padrão (água pura) ε_{ca}^o , ou seja, $\psi_t = \varepsilon_{ca} - \varepsilon_{ca}^o$. A definição do *componente água padrão* é idêntica a da água padrão: água pura e livre de mesma energia interna que o componente água no solo e em cuja superfície plana, coincidente com a referência gravitacional, atua a pressão atmosférica local.

Assim, igualmente ao caso da água ou solução no solo, no caso do componente água, quando entre duas posições num meio $\Delta\psi_t = 0$, tem-se uma condição de equilíbrio e, quando entre estas posições $\Delta\psi_t \neq 0$, há movimento do componente água da posição com maior ψ_t para a posição com menor ψ_t , desde que haja uma parede permeável somente ao componente água separando as duas posições. Tal parede recebe o nome de *membrana semipermeável*. É fácil perceber que na ausência de tal membrana, o movimento é da solução porque os solutos dissolvidos são arrastados pelas moléculas de água quando a solução se move.

À semelhança da matriz do solo, os solutos dissolvidos diminuem a liberdade de movimento da água pura e, portanto, também a energia potencial total da água pura, devido às cargas elétricas dos íons dos solutos e às da molécula de água. Assim, pode-se igualmente interpretar o *potencial de soluto do componente água no solo* ψ_s , como a energia potencial de soluto específica do componente água da solução no solo ε_{ca_s} em relação à energia potencial de soluto específica do componente água padrão $\varepsilon_{ca_s}^o$, isto é, $\psi_s = \varepsilon_{ca_s} - \varepsilon_{ca_s}^o$ e, como $\varepsilon_{ca_s} \leq \varepsilon_{ca_s}^o$, então $\psi_s \leq 0$. Fica, portanto, claro que o ψ_s só pode ser medido se a solução estiver fora do solo, visto que não se consegue separar o efeito da matriz do efeito dos solutos sobre o componente água, e que ele é sempre negativo ou no máximo igual a zero quando a concentração de solutos na posição considerada for zero, ou seja, quando $\varepsilon_{ca_s} = \varepsilon_{ca_s}^o$.

Considere-se, então, uma solução extraída de um determinado solo e colocada em contato com água pura por meio de uma membrana semipermeável num recipiente em forma de U (tubo em

U), da seguinte maneira: a membrana é posicionada verticalmente na parte mais baixa do tubo em U , com a água pura no seu ramo à esquerda e a solução no seu ramo à direita, ambas inicialmente com a mesma altura e com suas superfícies planas sujeitas à pressão atmosférica. Considerando dois pontos quaisquer num mesmo plano horizontal, um do lado da água pura e outro do lado da solução, segue-se pela teoria dos potenciais que, nesta situação inicial, o potencial total do componente água no ponto à esquerda ψ_t (água pura) é maior do que o potencial total do componente água no ponto à direita ψ_t (solução). Conseqüentemente, vai ocorrer movimento de água pura em direção ao ramo à direita (com solução) do tubo em U , até que o ψ_t (solução) se iguale ao ψ_t (água pura), quando se tem então uma pressão π de uma altura de solução além da pressão atmosférica no ponto (ramo à direita do tubo em U) coincidente com o plano horizontal da superfície da água pura, que eleva o potencial total do componente água na solução àquele da água pura no ramo à esquerda. Nesta condição final, de equilíbrio portanto, ψ_t (água pura) = ψ_t (solução) e, no plano da superfície da água pura considerando-o como a referência gravitacional (RG), ψ_t (água pura padrão) = 0 e ψ_t (solução) = $\psi_s + \pi$, pelo que $\psi_s = -\pi$ (energia/volume de água pura).

A esse fenômeno da passagem de água pura através de uma membrana semipermeável do ramo com água pura para o ramo com solução, dá-se o nome de *osmose* e a pressão π da altura de solução em relação à superfície da água pura que se desenvolve no lado da solução (ramo à direita do tubo em U) é chamada de *pressão osmótica da solução*, daí ψ_s ser também chamado de *potencial osmótico do componente água*, pelo fato de ser igual à pressão osmótica da solução com o sinal trocado.

A definição do potencial de pressão do componente água no solo saturado ψ_p é idêntica à definição de ϕ_p , substituindo “água no solo” por “componente água no solo”. Isto porque, sendo a concentração de solutos da água no solo idêntica a da água padrão, os solutos não exercem qualquer influência na definição de ϕ_p . O que muda em ψ_p em relação a ϕ_p é sua referência ao componente água: energia potencial de pressão da *água pura* por unidade de massa, volume ou peso de *água pura*.

Com relação aos potenciais gravitacional ψ_g e mátrico ψ_m do componente água no solo, a definição é também a mesma que ϕ_g e ϕ_m da solução no solo, mudando apenas a referência que é

feita com relação ao componente água no solo. Deve-se lembrar de que no caso de ϕ_m , as placas porosas dos funis de placa porosa ou de Haines e das câmaras de pressão de ar com placa porosa ou de Richards são permeáveis aos solutos pelo que, no equilíbrio, a influência do soluto não é detectada. Evidentemente, se a placa porosa nestes instrumentos fosse substituída por uma membrana semipermeável, o valor de h (nos funis) e o de P (nas câmaras) com o sinal trocado iriam representar teoricamente, no equilíbrio, a soma $\psi_m + \psi_s$.

5 Movimento da água no solo

A quantificação do movimento da água no solo é feita pelas chamadas equações de fluxo. Estas equações são definidas para duas situações, uma na qual as características do fluxo não variam com o tempo mas podem variar com a posição e a outra na qual as características do fluxo variam com o tempo e a posição. As equações desenvolvidas para o primeiro tipo de situação são denominadas equações para fluxo em regime estacionário e as desenvolvidas para o segundo tipo de situação, equações para fluxo em regime não estacionário ou transiente.

5.1 Fluxo da água no solo em regime estacionário

O esquema da Figura 22 representa uma coluna de solo homogêneo saturado através da qual está havendo um fluxo de água no sentido descendente. Como se pode verificar por esta figura, há dois piezômetros instalados nesta coluna: um na posição C (de cima) e um na posição B (de baixo). Além disso, está-se mantendo, durante o movimento, uma carga hidráulica constante (representada pelo pequeno triângulo com um de seus vértices tocando a superfície de água livre) nas duas extremidades da coluna. Com esse arranjo experimental, atinge-se, depois de certo tempo, uma condição de equilíbrio dinâmico ou de regime estacionário, isto é, uma situação em que os valores da vazão Q e do potencial total ϕ não variam mais com o tempo. Observe-se que o potencial total (soma do potencial de pressão ϕ_p com o potencial gravitacional ϕ_g) é lido diretamente no manômetro como sendo a distância vertical da referência gravitacional (RG) à superfície de água livre no tubo manométrico e o seu valor em cada posição pode ser positivo, negativo ou nulo em função da posição escolhida para a RG.

Se for desenvolvido um experimento com o arranjo experimental da Figura 22 para diferentes valores de L (comprimento de solo entre as posições C e B), diferentes valores de A (área da secção transversal da coluna) e diferentes valores da diferença de potencial total $\phi_t(C) - \phi_t(B)$, em que $\phi_t(C)$ é o potencial total na posição de cima (daí a letra C) e $\phi_t(B)$ é o potencial total na posição de baixo (daí a letra B), obtêm-se as seguintes conclusões:

1^a. A vazão Q , isto é, o volume de água que atravessa a coluna por unidade de tempo é proporcional à área A , isto é, em símbolos:

$$Q \propto A . \quad (81)$$

2^a. A vazão Q é proporcional à diferença de potencial total da água no solo $\phi_t(C) - \phi_t(B)$:

$$Q \propto [\phi_t(C) - \phi_t(B)] . \quad (82)$$

3^a. A vazão Q é inversamente proporcional ao comprimento L de solo:

$$Q \propto \frac{1}{L} . \quad (83)$$

Ora, quando uma grandeza é simultaneamente proporcional a várias outras é também proporcional ao produto delas. Assim, a combinação destas três conclusões resulta em:

$$Q \propto A \frac{\phi_t(C) - \phi_t(B)}{L} . \quad (84)$$

Substituindo então o símbolo de proporcionalidade por uma constante de proporcionalidade K_0 obtém-se:

$$Q = K_0 A \frac{\phi_t(C) - \phi_t(B)}{L} . \quad (85)$$

Este tipo de experimento que levou à obtenção da equação (85) foi desenvolvido pela primeira vez em 1856 pelo engenheiro hidráulico Henry Darcy, daí a equação (85) ser conhecida pelo nome de *Lei de Darcy*. Na época, Darcy chamou a diferença de potencial total $\phi_t(C) - \phi_t(B)$ de diferença de carga piezométrica entre C e B .

Depreende da equação (85) que a constante de proporcionalidade K_0 é uma constante que diz respeito à transmissão da água através do solo na condição de saturação, ou seja, é uma

propriedade do solo que traduz quão rápido ou devagar a água atravessa o solo, quando saturado. Por esse motivo, K_0 é denominada *condutividade hidráulica do solo saturado*.

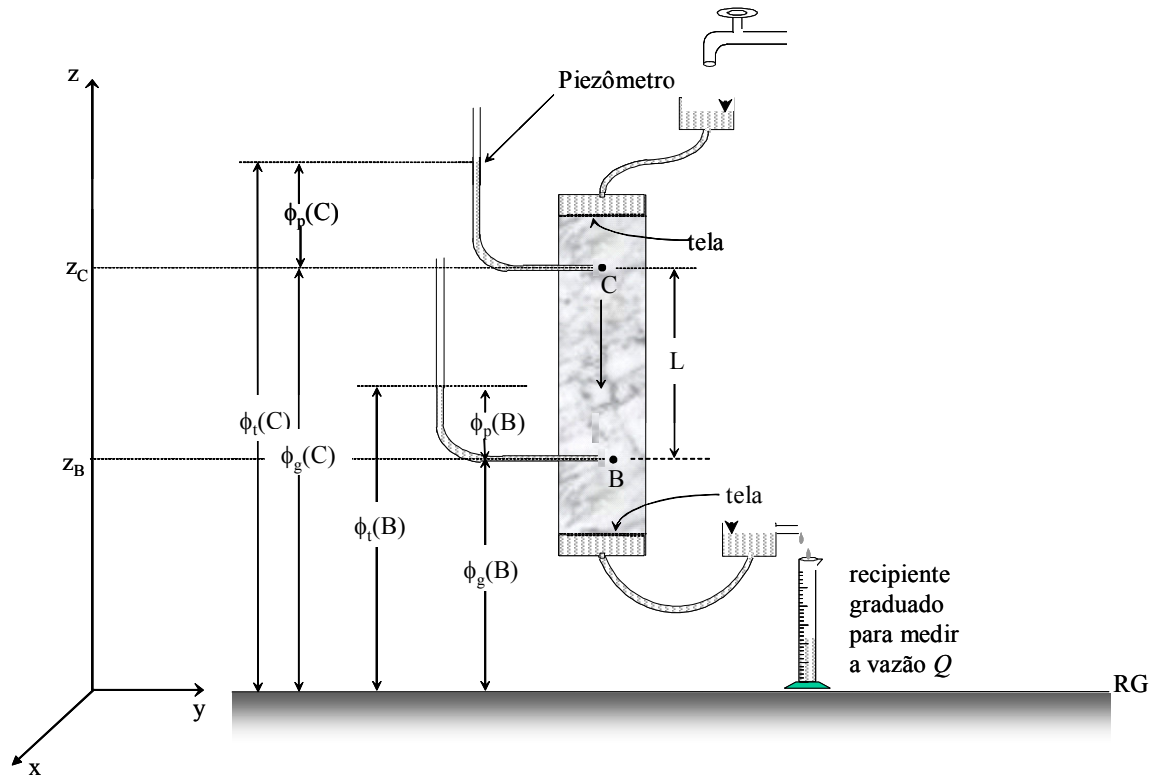


Figura 22 - Fluxo da água em solo saturado: diagrama do arranjo experimental para comprovação da lei de Darcy.

Se ambos os membros da equação (85) forem divididos pela área de solo A , transforma-se seu membro da esquerda numa vazão por unidade de área, isto é, num volume de água que passa verticalmente para baixo [se $\phi_t(C) > \phi_t(B)$] ou para cima [se $\phi_t(C) < \phi_t(B)$] por unidade de área da secção transversal da coluna, por unidade de tempo. Assim:

$$q_o = \frac{Q}{A} = K_0 \frac{\phi_t(C) - \phi_t(B)}{L}, \quad (86)$$

em que q_0 , igual a Q/A , recebe o nome de *densidade de fluxo da água no solo saturado*.

A mesma coluna de solo, que na Figura 22 está em pé (na vertical), também pode ser colocada deitada (na horizontal) ou mesmo inclinada. Também nestes casos a Lei de Darcy é válida.

O importante é não esquecer que, em qualquer caso (vertical, horizontal ou inclinada), L representa sempre o comprimento de solo ao longo da direção do movimento da água.

Para dar um tratamento matemático à Lei de Darcy, é necessária a utilização de um sistema de coordenadas cartesianas x, y, z , como mostrado na Figura 22. Com isso, pode-se substituir L por $z_C - z_B$ e reescrever a equação (86) como

$$q_o = -K_o \frac{\phi_t(C) - \phi_t(B)}{z_C - z_B} . \quad (87)$$

Colocou-se o sinal negativo na equação para que um valor positivo de q_o indique fluxo na direção positiva de z (de z_B para z_C : para cima) e um valor negativo de q_o indique fluxo na direção negativa de z (de z_C para z_B : para baixo).

Na direção- x (horizontal), idêntico para a direção- y , a lei de Darcy seria escrita como

$$q_o = -K_o \frac{\phi_t(D) - \phi_t(E)}{x_D - x_E} \quad (88)$$

sendo $\phi_t(D)$, o potencial total na posição à direita da coluna (daí a letra D) e $\phi_t(E)$, o potencial total na posição à esquerda da coluna (daí a letra E). Dessa maneira, quando $q_o > 0$, o fluxo é na direção positiva de x (para a direita, de x_E para x_D) e quando $q_o < 0$, o fluxo é na direção negativa de x , para a esquerda (de x_D para x_E).

Numa direção- s qualquer, coluna inclinada, tem-se

$$q_o = -K_o \frac{\phi_t(C) - \phi_t(B)}{s_C - s_B} , \quad (89)$$

em que $\phi_t(C)$ é o potencial total na posição C de cima da coluna inclinada e $\phi_t(B)$ é o potencial total na posição B de baixo da coluna inclinada, mantendo a convenção de que quando $q_o > 0$ o fluxo é na direção positiva de s (de s_B para s_C : subindo a coluna inclinada) e quando $q_o < 0$, na direção negativa de s (de s_C para s_B : descendo a coluna inclinada). Note-se que o sentido do eixo- s é de B para C , ou seja, s_B é sempre menor do que s_C .

Refinando um pouco mais o tratamento matemático da lei de Darcy, pode-se escrever sua equação (89) na forma diferencial, ou seja,

$$q_o = -K_o \frac{d\phi_t}{ds}. \quad (90)$$

Nessa forma, pode-se ainda dar um tratamento vetorial à lei de Darcy, visto que q_o , por possuir direção e sentido, pode ser considerado um vetor, o mesmo ocorrendo com o termo $d\phi_t/ds$ que, sendo a variação de um escalar com a distância ao longo da direção perpendicular entre duas superfícies equipotenciais do escalar, é o que em Análise Vetorial define-se como *vetor gradiente de um escalar*, no caso, *vetor gradiente de potencial total*, cujo módulo é $d\phi_t/ds$, cuja direção é a da reta s , perpendicular às superfícies equipotenciais, e cujo sentido é o dos ϕ_t crescentes. Na notação vetorial, portanto, a equação (90) é reescrita como

$$\vec{q}_o = -K_o \frac{d\phi_t}{ds} \hat{s}, \quad (91)$$

sendo \hat{s} o vetor unitário na direção- s . Pela equação (91), percebe-se que a condutividade K_o é um escalar, visto tratar-se de um meio (solo) homogêneo confinado numa coluna e a água forçada a movimentar-se numa única direção. Assim, vetorialmente, vê-se, pela equação (91), que o vetor \vec{q}_o possui o mesmo módulo, a mesma direção, mas sentido oposto do vetor $K_o (d\phi_t/ds) \hat{s}$, daí o sinal negativo da equação.

Por outro lado, numa situação em que o movimento pode se dar em todas as direções e o solo é isotrópico com relação a K_o (o valor K_o independe da direção dentro do meio), pode-se trabalhar numa configuração tridimensional com os componentes nas três direções x , y e z perpendiculares entre si de um vetor \vec{q}_o numa direção- s qualquer:

$$\vec{q}_{ox} = -K_o \frac{\partial \phi_t}{\partial x} \hat{i}, \quad (92)$$

$$\vec{q}_{oy} = -K_o \frac{\partial \phi_t}{\partial y} \hat{j} \quad (93)$$

e

$$\vec{q}_{oz} = -K_o \frac{\partial \phi_t}{\partial z} \hat{k}, \quad (94)$$

sendo \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} , os vetores unitários nas direções x , y e z , respectivamente. Nas expressões acima utilizou-se derivada parcial para indicar, em cada uma delas, que ϕ varia com apenas uma das coordenadas de posição, as outras duas sendo mantidas constantes.

Portanto, vetorialmente, para solos isotrópicos com relação a K_o , numa configuração tridimensional,

$$\bar{q}_o = -K_o \frac{d\phi_t}{ds} \hat{s} = -K_o \left(\frac{\partial \phi_t}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial \phi_t}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial \phi_t}{\partial z} \hat{k} \right). \quad (95)$$

Para solos anisotrópicos (ou não-isotrópicos) com relação a K_o , as condutividades K_o nas direções x , y e z das equações (92), (93) e (94) devem ser escritas como K_{ox} , K_{oy} e K_{oz} , respectivamente, isto é, uma K_o para cada direção.

A Lei de Darcy foi generalizada por Buckingham (1907) para o fluxo da água em solo não saturado. Na equação teorizada por Buckingham, não foi considerado o efeito da gravidade, o que foi feito posteriormente por Richards (1928), resultando na equação atualmente denominada *equação de Darcy-Buckingham*. Numa configuração unidimensional (coluna inclinada) e na forma vetorial (como a equação 91 de Darcy), a equação de Darcy-Buckingham, para solo homogêneo, é escrita como

$$\bar{q} = -K(\theta) \frac{d\phi_t}{ds} \hat{s}, \quad (96)$$

em que $K(\theta)$ é a condutividade hidráulica K como função do conteúdo de água θ , ϕ_t é o potencial total que é igual a $\phi_m(\theta) + \phi_g$, sendo $\phi_m(\theta)$ o potencial mátrico como função de θ , e \hat{s} é o vetor unitário na direção- s . Pode-se assim dizer que foi Buckingham (1907) quem introduziu na Ciência do Solo as funções $\phi_m(\theta)$ (curva de retenção) e $K(\theta)$.

Numa configuração tridimensional, para solos e isotópicos com relação a $K(\theta)$, tem-se, à semelhança da condição saturada, que

$$\bar{q}_x = -K(\theta) \frac{\partial \phi_t}{\partial x} \hat{i}, \quad (97)$$

na direção- x ,

$$\bar{q}_y = -K(\theta) \frac{\partial \phi_t}{\partial y} \hat{j}, \quad (98)$$

na direção-y, e

$$\bar{q}_z = -K(\theta) \frac{\partial \phi_t}{\partial z} \hat{k}, \quad (99)$$

na direção-z, tal que

$$\bar{q} = -K(\theta) \frac{\partial \phi_t}{\partial s} \hat{s} = -K(\theta) \left(\frac{\partial \phi_t}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial \phi_t}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial \phi_t}{\partial z} \hat{k} \right). \quad (100)$$

Aqui também, como no caso da condição saturada, para solos anisotrópicos com relação a $K(\theta)$, as condutividades $K(\theta)$ nas direções x , y e z das equações (97), (98) e (99) devem ser escritas como $K(\theta)_x$, $K(\theta)_y$ e $K(\theta)_z$, respectivamente, isto é, uma função $K(\theta)$ para cada direção.

Verifica-se facilmente que a interpretação física da equação (100) é idêntica à interpretação física da equação (95), com a diferença de que o solo é não saturado. A propósito, observe-se a semelhança entre elas. Na realidade a equação (95) é um caso particular da equação (100), visto que, quando o movimento da água é em condição saturada, $\theta = \theta_s$ (conteúdo de água na saturação), $K(\theta_s) = K_o$ (condutividade hidráulica do solo saturado), $\phi_t = \phi_p + \phi_g$ e a equação (100) se torna idêntica à equação (95).

Note-se ainda que tanto a equação (95) como a equação (100) podem ser ditas gerais, pois, embora sejam para uma configuração tridimensional, incluem também a configuração unidimensional (só na direção horizontal, só na direção vertical ou só na direção inclinada), visto que, considerando a equação (100) (o raciocínio é idêntico para a equação 95 por ser esta um caso particular da equação 100, como já se demonstrou), tem-se que: a) quando o movimento se dá só na direção vertical-z, os gradientes nas direções x e y são nulos e a equação (100) torna-se a equação (99), b) quando o movimento se dá só na direção-x (idêntico para a direção-y), o gradiente na vertical é nulo e a equação (100) torna-se a equação (97) (ou equação 98) e c) quando o movimento se dá só numa direção-s (como numa coluna inclinada), a equação (100) é a própria equação (96).

Na forma finita, a equação (99) de Darcy-Buckingham na direção vertical pode, então, ser escrita, à semelhança da equação (87) de Darcy, como

$$q = -K(\theta) \frac{\phi_t(C) - \phi_t(B)}{z_C - z_B}, \quad (101)$$

ou seja, idêntica à equação (87), evidentemente com as diferenças já apontadas no que diz respeito às funções $K(\theta)$ e $\phi_m(\theta)$.

Assim, na montagem de um arranjo experimental para o estudo do movimento da água em solo homogêneo em condições de não saturação, os piezômetros da Figura 22 devem ser, portanto, substituídos por tensiômetros (Figura 23), com o que, em regime de fluxo estacionário, a equação que quantifica este movimento é a equação (101), do mesmo modo que a equação (87) quantifica o movimento da água sob a condição de saturação.

Verifica-se que neste caso, o potencial total é também lido diretamente no manômetro, agora do tensiômetro, também como sendo a distância vertical da referência gravitacional (RG) à superfície de água livre no tubo manométrico.

As placas porosas nos extremos da coluna da Figura 23 são necessárias para que a aplicação das sucções desejadas através delas provoque a dessaturação do solo, como se faz com o funil de placa porosa para a determinação da curva de retenção. Além disso, a coluna deve ser perfurada para que o ar possa nela entrar e substituir a água quando deste processo de dessaturação. Evidentemente, quanto maior o valor da sucção aplicada, mais seco o solo se torna. Observe-se que a sucção aplicada no solo por meio da placa é igual à tensão da água estabelecida na interface solo/placa quando se atinge a condição de regime estacionário.

Um ponto importante a esclarecer é que a condutividade hidráulica só vai ser a mesma ao longo da distância entre as posições C e B da Figura 23, se as tensões nestas duas posições forem iguais (as leituras dos tensiômetros C e B forem iguais) na condição de fluxo estacionário. No caso de as tensões não serem iguais, θ e por consequência K serão diferentes ao longo da coluna mas, pela estacionaridade, não variarão com o tempo. Nesta situação, o gradiente de ϕ , calculado por

$$[\phi_t(C) - \phi_t(B)] / (z_C - z_B),$$

será uma aproximação da tangente à curva de ϕ em função de z na posição central da coluna (entre as posições C e B), ou seja, o K da equação (101) refere-se ao K nesta posição central, quando $\phi_m(C)$

for diferente de $\phi_m(B)$. E para se conhecer o valor deste K a partir da função $K(\phi_m)$ do solo, é necessária a instalação de um tensiômetro nesta posição.

5.2 Fluxo da água em regime transiente

Para descrever uma situação transiente ou não estacionária, tem-se que lançar mão da equação da continuidade. Matematicamente, a equação da continuidade estabelece que não pode haver nem criação nem destruição de massa, isto é, é a equação da conservação de massa.

Para se obter a equação da continuidade para a densidade de fluxo da água, seja dV um elemento de volume retangular de solo $ABCDEFGH$, localizado pelo seu vértice D num sistema de coordenadas cartesianas x, y, z , com a água fluindo através dele numa direção qualquer. Neste volume, $AD = BC = EH = FG = dx$, $AE = BF = DH = CG = dy$, $AB = CD = EF = HG = dz$ e $dx dy dz = dV$ (Figura 24).

Nestas condições, chamando de q_y a densidade de fluxo da água na direção- y , então, a vazão de água (volume de água por unidade de tempo) entrando através da face $ABCD$ de área $dx dz$, isto é, $\partial V_{a, \text{entra}, y} / \partial t$, é dada por:

$$\frac{\partial V_{a, \text{entra}, y}}{\partial t} = q_y dx dz . \quad (102)$$

Igualmente, a vazão de água ou o volume de água por unidade de tempo saindo através da face $EFGH$, também de área $dx dz$, ou seja, $\partial V_{a, \text{sai}, y} / \partial t$, será

$$\frac{\partial V_{a, \text{sai}, y}}{\partial t} = q'_y dx dz \quad (103)$$

ou

$$\frac{\partial V_{a, \text{sai}, y}}{\partial t} = \left(q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy \right) dx dz . \quad (104)$$

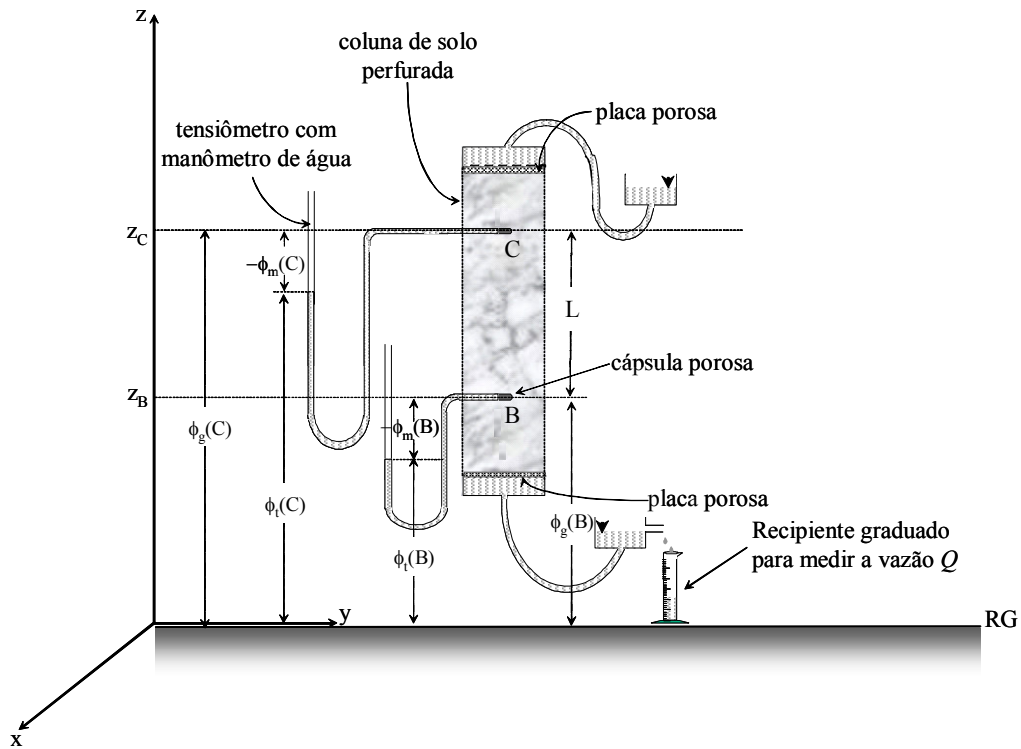


Figura 23 - Fluxo da água em solo não saturado: diagrama do arranjo experimental para comprovação da equação de Darcy-Buckingham.

Conseqüentemente, subtraindo a equação (104) da equação (102), obtém-se a diferença entre a vazão de água que entra através da face $ABCD$ e a vazão de água que sai através da face $EFGH$, ou seja,

$$\frac{\partial V_{a,entra,y}}{\partial t} - \frac{\partial V_{a,sai,y}}{\partial t} = -\frac{\partial q_y}{\partial y} dx dy dz \quad (105)$$

ou, como $dx dy dz = dV$ (Figura 24),

$$\frac{\partial V_{a,entra,y}}{\partial t} - \frac{\partial V_{a,sai,y}}{\partial t} = \frac{\partial (V_{a,entra,y} - V_{a,sai,y})}{\partial t} = -\frac{\partial q_y}{\partial y} dV. \quad (106)$$

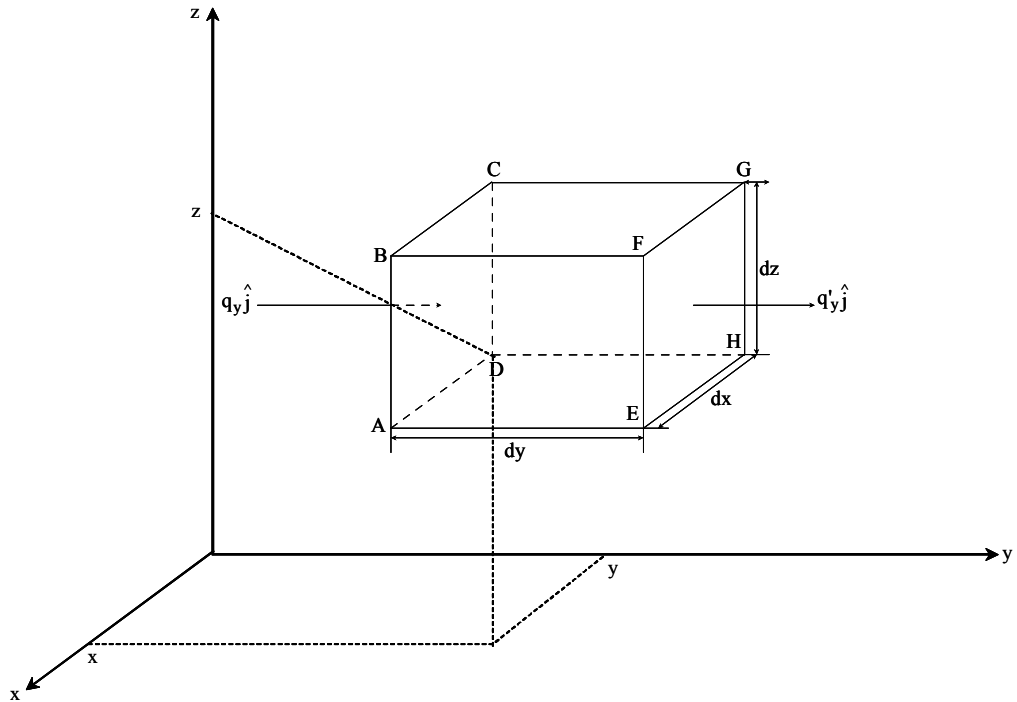


Figura 24 - Elemento de volume de solo, através do qual a água está fluindo.

Utilizou-se o símbolo ∂ nas equações (102) a (106) para indicar que se trata apenas da direção-y.

De maneira idêntica à direção-y, tem-se que, para a direção-x,

$$\frac{\partial V_{a,entra,x}}{\partial t} - \frac{\partial V_{a,sai,x}}{\partial t} = \frac{\partial(V_{a,entra,x} - V_{a,sai,x})}{\partial t} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dV \quad (107)$$

e, para a direção-z, que

$$\frac{\partial V_{a,entra,z}}{\partial t} - \frac{\partial V_{a,sai,z}}{\partial t} = \frac{\partial(V_{a,entra,z} - V_{a,sai,z})}{\partial t} = -\frac{\partial q_z}{\partial z} dV. \quad (108)$$

A soma membro a membro das equações (107), (106) e (108) vai representar, evidentemente, a diferença entre a vazão de água que entra através das faces $DCGH$, $ABCD$ e $ADHE$ e a vazão de água que sai através das faces $ABFE$, $EFGH$ e $BCGF$, respectivamente, do volume de solo dV :

$$\frac{\partial(dV_a)}{\partial t} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right)dV, \quad (109)$$

em que, portanto, $dV_a = (V_{a,entra,x} + V_{a,entra,y} + V_{a,entra,z}) - (V_{a,sai,x} + V_{a,sai,y} + V_{a,sai,z})$.

Como $\theta = dV_a / dV$, resulta, ao substituir θdV na equação (109), que

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right), \quad (110)$$

em que $\partial \theta / \partial t$ é a taxa de variação instantânea do conteúdo de água à base de volume θ no volume de solo dV .

A equação (110) é denominada *equação da continuidade para a densidade de fluxo da água no solo* e nela utilizou-se diferencial parcial de θ com relação a t , porque o elemento de volume e , portanto, as coordenadas x , y e z , permanecem fixas no espaço enquanto t varia.

Para melhor compreender a equação da continuidade para o movimento da água, considere-se que o movimento se dê em uma coluna de solo de comprimento S posicionada numa direção qualquer s no espaço (figura 25).

Nestas condições, a equação da continuidade (equação 110) seria escrita como:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{dq}{ds} \quad (111)$$

ou, de forma finita, para uma fatia i de solo (Figura 25),

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta t} = -\frac{q_{i-1} - q_i}{s_{i-1} - s_i} \quad (112)$$

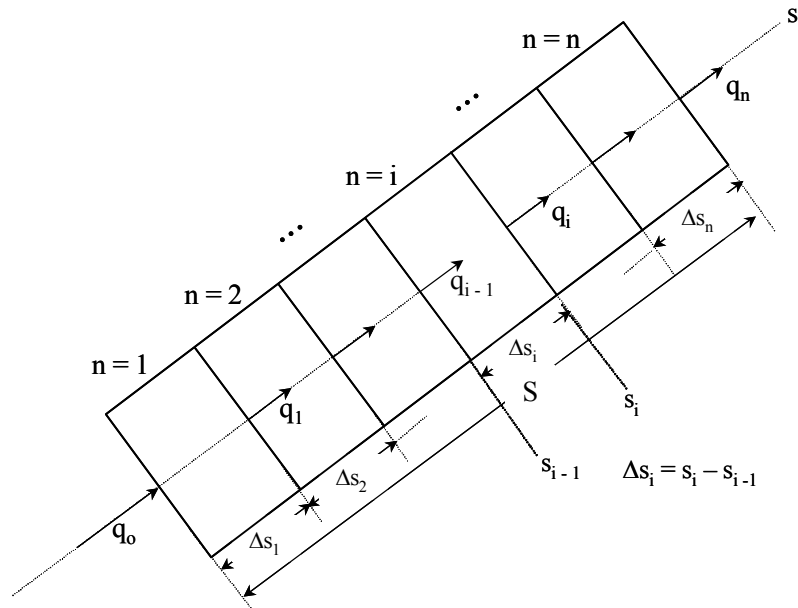


Figura 25 – Coluna de solo de comprimento S subdividida em n fatias de comprimentos $\Delta s_1, \Delta s_2, \dots, \Delta s_n$.

em que $\Delta\theta = \theta(\text{final}) - \theta(\text{inicial})$, sendo $\theta(\text{final}) =$ conteúdo de água no tempo $t + \Delta t$ e $\theta(\text{inicial}) =$ conteúdo de água no tempo t . Como $s_{i-1} - s_i = -\Delta s_i$, então

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta t} = \frac{q_{i-1} - q_i}{\Delta s_i} \quad (113)$$

ou ainda

$$\frac{\Delta\theta\Delta s_i}{\Delta t} = q_{i-1} - q_i \quad (114)$$

Pela definição de variação de armazenagem, pode-se escrever a equação (114) também como:

$$\frac{\Delta h_i}{\Delta t} = q_{i-1} - q_i, \quad (115)$$

sendo

Δh_i = variação de armazenagem da água numa fatia i de solo de comprimento Δs_i , entre os tempos $t + \Delta t$ e t .

q_{i-1} = densidade de fluxo da água que entra na fatia i durante o intervalo de tempo Δt

q_i = densidade de fluxo da água que sai da fatia i durante o intervalo de tempo Δt .

No intervalo de tempo Δt mas para o comprimento de solo S , tem-se:

$$\frac{\Delta h_s}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^n \Delta h_i = \sum_{i=1}^n (q_{i-1} - q_i), \quad (116)$$

em que Δh_s , portanto, é a variação de armazenagem da água no comprimento S de solo entre os tempos $t + \Delta t$ e t .

Como

$$\sum_{i=1}^n (q_{i-1} - q_i) = q_0 - q_n, \quad (117)$$

então,

$$\frac{\Delta h_s}{\Delta t} = q_0 - q_n, \quad (118)$$

sendo n , evidentemente, o número de fatias que somam o comprimento S de solo, q_0 a densidade de fluxo de água que entra no comprimento S de solo, durante o intervalo de tempo Δt e q_n a densidade de fluxo de água que sai do comprimento S , durante o mesmo intervalo de tempo Δt (figura 25).

Portanto, de maneira prática, pode-se concluir que a equação da continuidade (equação 118) diz que “a razão entre a variação de armazenagem da água numa camada de solo e o intervalo de tempo no qual esta variação é obtida pode ser determinada pela diferença entre a densidade de fluxo da água que entra numa das extremidades desta camada e a densidade de fluxo da água que sai na outra extremidade, no mesmo intervalo de tempo” ou, de maneira inversa, que “a diferença entre a densidade de fluxo da água que entra numa das extremidades de uma camada de solo e a densidade de fluxo da água que sai na outra extremidade, durante um certo intervalo de tempo, pode ser determinada pela razão entre a variação de armazenagem da água, obtida no mesmo intervalo de tempo nesta camada, e o referido intervalo”.

A combinação da equação de Darcy-Buckingham (equação 100) com a equação da continuidade (equação 110) fornece a equação diferencial geral que rege o movimento da água no solo, também conhecida como *equação de Richards*, ou seja,

a) na direção- x (horizontal), idêntico para a direção- y :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(\theta) \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right] \quad (119)$$

uma vez que $\partial \phi_g / \partial x = 0$.

e

b) na direção- z (vertical):

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K(\theta) \frac{\partial \phi_t}{\partial z} \right] \quad (120)$$

ou, quando se expressa os potenciais em $JN^{-1} = m \equiv m \text{ água}$, situação na qual $\partial \phi_g / \partial z = 1$,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K(\theta) \left(\frac{\partial \phi_m}{\partial z} + 1 \right) \right]. \quad (121)$$

6 Balanço de água no solo

A diferença entre a quantidade de água que entra num determinado volume de solo e a quantidade de água que sai deste volume, durante um determinado intervalo de tempo, é denominada *balanço de água no solo*. Expressando estas quantidades em altura de água, este balanço representa a variação de armazenagem da água no volume de solo considerado, no intervalo de tempo selecionado.

Numa situação em que se deseja avaliar o balanço de água num solo com uma cultura agrícola, no campo, o volume de solo considerado vai depender da cultura em estudo, pois deve englobar o sistema radicular desta cultura. Assim, considera-se como limite superior deste volume, a interface solo-atmosfera ou superfície do solo e, como limite inferior, uma superfície paralela à primeira numa profundidade abaixo do sistema radicular da cultura. Neste caso, as quantidades de

água que entram e que saem são representadas pelos processos: precipitação pluvial P , irrigação I , deflúvio superficial (de entrada R_e e de saída R_s), deflúvio subsuperficial (de entrada R'_e e de saída R'_s), drenagem interna D , ascensão capilar AC e evapotranspiração real ET (Figura 26). Com isso, obtém-se a seguinte equação para o balanço ou variação de armazenagem Δh :

$$\Delta h = P + I + R_e + R'_e + R_s + R'_s + AC + D + ET. \quad (122)$$

Nessa equação, os valores dos processos de entrada entram com sinal positivo e os de saída, com sinal negativo. A drenagem interna representa a perda de água para fora da zona radicular através do limite inferior do volume de solo considerado. Porém, dependendo das condições, ao invés de sair, a água pode entrar através desse limite. À essa entrada de água através da superfície inferior do volume de solo tem sido dado o nome de ascensão capilar (AC). O deflúvio superficial e o deflúvio sub-superficial, dependendo da posição da área escolhida para o balanço no relevo do terreno e das condições físicas do perfil de solo, também podem se constituir de incrementos de água positivos e/ou negativos, isto é, entrando no volume de solo considerado e/ou dele saindo lateralmente sobre e sob sua superfície superior, respectivamente (Figura 26). Evidentemente, P e I são processos de entrada e ET processo de saída de água, no volume de solo considerado.

É evidente que os termos da equação (122), também chamados de *componentes do balanço de água*, podem individualmente estar mais ligados a uma determinada área do conhecimento na qual são estudados com maior profundidade. No âmbito da Física do Solo, a variação de armazenagem, a drenagem interna e a ascensão capilar são os componentes que se revestem de maior importância e os tópicos anteriores desse texto fornecem a base para a determinação deles. Numa situação na qual se tenha segurança de que os fluxos laterais, de difícil determinação, podem ser desprezados, pode-se simplificar a equação do balanço para

$$\Delta h = P + I + AC + D + ET. \quad (123)$$

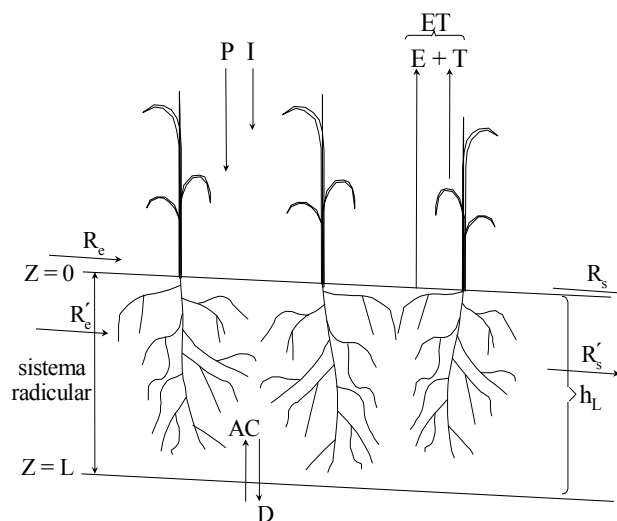


Figura 26 – Balanço de água no solo com uma cultura agrícola.

Na equação (123), tanto o componente precipitação pluvial P como o componente irrigação I são de medida relativamente fácil. A precipitação é avaliada por meio de pluviômetros e a irrigação, quando for o caso, deve ser eficientemente controlada. Por outro lado, a variação de armazenagem é calculada a partir de perfis de conteúdo de água e a drenagem interna e a ascensão capilar, no limite inferior do volume de solo considerado, são estimadas por meio da equação de Darcy-Buckingham. Sobra a evapotranspiração real que é então estimada considerando-a como a incógnita da equação (123). Essa maneira de estimar ET é conhecida como método do balanço de água no solo para estimativa de ET .

Alguns exemplos sobre o estudo dos componentes do balanço de água no solo podem ser vistos, por exemplo em Reichardt et al (1979), Libardi e Saad (1994) e Cruz et al (2005).

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BUCKINGHAM, E. Studies of the movement of soil moisture. USDA Bur., Soil Bull. 38, 61p, 1907.
- CRUZ, A.C.R., LIBARDI, P.L., ROCHA, G.C. & CARVALHO, L.A. Evapotranspiração real de uma cultura de laranja em produção num latossolo vermelho-amarelo. R. Bras. Ci. Solo, 29: 659-668, 2005.
- HAINES, W. B. Studies in the physical properties of soil: V. The hysteresis effect in capillary properties and the modes of moisture associated therewith. J. Agr. Sci. 20: 97-116, 1930.

- KIRKHAM, D. & POWERS, W.L. *Advanced Soil Physics*. New York, Wiley-Interscience, a division of John Wiley & Sons, 533p, 1972.
- KOOREVAAR, P., MENELIK, G. & DIRKSEN, C. *Elements of Soil Physics*. Development in Soil Science, Amsterdam, Elsevier, 13, 228p, 1983.
- LIBARDI, P.L. *Dinâmica da Água no Solo*. São Paulo, Editora da Universidade de São Paulo (EDUSP), 2ª edição, 352p, 2012.
- LIBARDI, P.L. & SAAD, A.M. Balanço hídrico em uma cultura de feijão irrigado por pivot-central em latossolo roxo. *R. Bras. Ci. Solo*, 18; 529-532, 1994.
- REICHARDT, K., LIBARDI, P.L., SAUNDERS, L.C.U. & CADIMA, Z.A. Dinâmica da água em solo cultivado com milho. *R. Bras. Ci. Solo*, 3: 1-5, 1979.
- RICHARDS, L. A. The usefulness of capillary potential of soil moisture and plant investigation. *J. Agr. Res.* 37:719-742, 1928.
- RICHARDS, L. A. A pressure membrane extractor apparatus of soil solution. *Soil Sci.* 51: 377-386, 1941.
- RICHARDS, L. A. A pressure membrane apparatus – construction and use. *Agr. Eng.* 28: 451-454, 1947.
- RICHARDS, L. A. Methods of measuring soil moisture tension. *Soil Sci.* 68: 95-112, 1949.