

8 Referências Bibliográficas

ABRAMOWITZ, M.; STEGUN, I. A. **Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, And Mathematical Tables**. 1. ed. New York: Courier Dover Publications, 1965. 1046p.

ACHESON, D. J. **Elementary Fluid Dynamics**. 1. ed. New York: Oxford University Press, 1990. 408p.

ALTINAKAR, M. S.; GRAF, W. H.; HOPFINGER, E. J. **Flow Structure in Turbidity Currents**. J. Hydraul. Res. 34 (5), 1996. 713-718p.

BATCHELOR, G. K.; GREEN, J. T. **The Determination of The Bulk Stress in a Suspension of Spherical Particles to Order C2**. J. Fluid Mec. 56, 1972. 401-427p.

BITTON, L. F. R. **Verificação de um Modelo Matemático Simplificado para Correntes de Turbidez**. Rio de Janeiro, 2008. 86p. Dissertação de Mestrado – Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

BRITTER R. E.; SIMPSON, J. E. **Experiments On The Dynamics Of A Gravity Current Head**. Journal of Fluid Mechanics, 88:2, 1978. 223–240p.

BRITTER, R. E.; LINDEN, P. F. **The Motion Of The Front Of A Gravity Current Travelling Down An Incline**. Journal of Fluid Mechanics, 99(3), 1980. p. 531-543p.

CANTERO, M. I.; BALACHANDAR, S.; GARCIA, M. H. High-resolution simulations of cylindrical density currents. **Journal of Fluid Mechanics**, vol. 590, 2007. 437-469p.

CARVALHO, C. V. A, **Simulação de transporte e deposição de sedimentos siliciclásticos em ambientes de plataforma, talude e bacia**. Rio de Janeiro, 2002. 127p. Tese de Doutorado – Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

COUSSOT, P. **Mudflow Rheology and Dynamics. IAHR Monograph Series**. Ed. Taylor & Francis. 1997.

Cox B. J., Novobilsk A. J. Object Oriented Programming – **An Evolutionary Approach**. 2. Ed. Reading MA. Addison – Wesley, 1991.

DUNCAN, W. J.; THOM, A. S.; YOUNG, A. D. **An Elementary Treatise on the Mechanics of Fluids**. 1. ed. London: Edward Arnold Ltd, 1960. 714p.

EINSTEIN, A. **Berichtigung Zu meiner Arbeit: "Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen"**. Ann Physk 34, 1911. 591-592p.

ELLISON, T. H.; TURNER, J. S. **Turbulent Entrainment in Stratified Flows**. Journal of Fluid Mechanics, 6, 1959, 423-448p

FÁVERA, J. C. D. **Fundamentos da Estratigrafia Moderna**. Editora EdUERJ, 2001.

FORTUNA, A. O. **Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos**. 1. ed. São Paulo: EDUSP, 2000. 432p.

FOX, R. W.; MACDONALD, A. T. **Introduction to Fluid Mechanics**. 3. ed. New York: John Wiley and Sons, 1985. 741p.

GARCÍA, M. H. **Depositional Turbidity Currents Laden with Poorly-Sorted Sediment**. ASCE Journal of Hydraulic Engineering, 120:11 (November) 1994. 1240-1263p

GARCIA, M.O.; HULL, D.M. **Turbidites From Giant Hawaiian Landslides: Results From Ocean Drilling Program Site 842**. Geology 22, 1994. 159–162p

HUPPERT, H. E. **Quantitative Modelling Of Granular Suspension Flows**. Phil. Trans. R. Soc. 356, 1998, 2471-2496p.

KOMAR, P.D. **Computer Simulation Of Turbidity Current Flow And The Study Of Deep-Sea Channels And Fan Sedimentation**. In: Goldberg, E.D., McCave, I.N., O'Brien, J.J., Steele, J.H. (Eds.), The Sea. Vol. 6, Marine Modeling. Wiley/Interscience, New York: 1977. pp. 603–621p.

KNELLER, B. **Beyond The Turbidite Paradigm: Physical Models For Deposition And Their Implications For Reservoir Prediction**. In: Characterization of Deep Marine Clastic Systems (Eds A.J. Hartlet and D.J. Prosser), Geol. Soc. (London) Spec. Publ., 1995. 94, 31–49p.

KNELLER, B.C. AND BRANNEY, M.J. **Sustained High-Density Turbidity Currents And The Deposition Of Thick Massive Sands**. Sedimentology, 42, 1995. 607-616p.

KNELLER, B. C.; BUCKEE, C.M. **The Structure And Fluid Mechanics Of Suspension Currents; A Review Of Some Recent Studies And Their Geological Implications**. Sedimentology, 47, Supplement 1, 2000, 62-94p.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M. **Fluid Mechanics**. 2. ed. San Diego: Academic Press, 2002. 730p.

LAUNDER, B. E.; RODI, W. **The turbulent wall jet-Measurements and modeling**. Annual Review of Fluid Mechanics 15 (1983), pp. 429-459.

LEVY, C. H. IUP/LED: **Uma Ferramenta Portátil de Interface com Usuário**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Informática, PUC-Rio, 1993.

MANICA, R. **Modelagem Física de Correntes de Densidade Não Conservativas em Canal Tridimensional de Geometria Simplificada**. Porto Alegre, 2002. 117p. Dissertação de Mestrado – Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

MIDDLETON, G. V. **Small-scale Models of Turbidity Currents and The Criterion for Auto-Suspension.** Journal of Sedimentary Petrology 36(1), 1966a. 202-208p.

MIDDLETON, G. V. **Experiments on density and turbidity currents I. Motion of the head.** Canadian Journal of Earth Sciences 3, 1966b. 523-546p.

MIDDLETON, G. V.; HAMPTON, M. A. **Subaqueous Sediment Transport and Deposition by Sediment Gravity Flows, in Marine Sediment Transport and Environmental Management,** New York: Stanley, D.J. and Swift, J.P. (eds.), John Wiley, 1976. 197-218p.

MIDDLETON, G. V.; SOUTHARD, J. B. **Mechanics Of Sediment Movement.** Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Short Course 3, 1984. 401p.

MIDDLETON, G. V. **Sediment Deposition from Turbidity Currents,** Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 21, 1993. 89-114p.

MULDER, T.; ALEXANDER J. **The Physical Character of Subaqueous Sedimentary Density Flows and Their Deposits;** Sedimentology: 48, 2001. 269-299

MUTTI, E.; BERNOULLI, D.; LUCCHI, F. R.; TINTERRI, R. **Turbidites And Turbidity Currents From Alpine 'Flysch' To The Exploration Of Continental Margins.** Sedimentology: v. 56 issue 1, 2009. 267-318p

OSHER, S. J.; FEDKIW, R. **Level Set Methods and Dynamic Implicit Surfaces.** New York: SpringerVerlag, 2002. 273 p.

PRANDTL, L. **Essentials Of Fluid Dynamics.** New York: Hafner 1952. 448 p.

PRASUHN, A. L. **Fundamentals of Fluid Mechanics.** 1. ed. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1980. 563p.

PRATSON, L. F.; IMRAN, J.; PARKER, G.; SYVITSKI, J. P. M.; HUTTON, E. **Debris Flows Versus Turbidity Currents: A Modeling Comparison Of Their Dynamics And Deposits.** in A. H. Bouma and C. G. Stone, eds. Fine-grained turbidite systems. AAPG Memoir 72 /SEPM Special Publication (68), 2000, 57–72p.

PUHL, E, **Parametrização de Ensaios de Simulação Física de Correntes de Densidade.** Porto Alegre, 2007. 104p. Dissertação de Mestrado – Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

RAUDKIVI, A. J. **Loose Boundary Hydraulics.** 3. ed. Rotterdam: A. A. Balkema Publishers, 1998. 507p.

RODI, W. **Turbulence models and their application in hydraulics - a state-of-the-art review.** Int. Assoc. for Hydraul. Res., Delft, Netherlands, 1980. 104 p.

SIMPSON, J. E. **Gravity Currents in The Environment and The Laboratory.** 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 244p.

SPIEGEL, E. A.; VERONIS, G. **On the Boussinesq approximation for a compressible fluid,** Astrophysical. Journal, 131, 1960, 442-447p.

STACEY, M. W.; BOWEN, A. J. **The Vertical Structure of Density and Turbidity Currents: Theory and Observations.** Journal of Geophysical Research, v. 93, 1988. 3528-3542p.

SYVITSKI, J. P. M. **The Process-Response Model in Quantitative Dynamic Stratigraphy.** In: T.A. Cross (ed.) Quantitative Dynamic Stratigraphy. New York: Prentice-Hall, 1989. 309-334p.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A First Course in Turbulence.** The MIT Press, 1972. 300p.

USGS - U.S. Geological Survey Earthquake Hazards Program Disponível em: <<http://earthquake.usgs.gov/>> Acesso em: 27 nov. 2008.

WALTHAM, D. **Flow Transformations in Particulate Gravity Currents.** Journal of Sedimentary Research, 74(1), 2004. 129-134p.

WALTHAM, D.; DAIVSON, I. **Obstacle and Sinks: Effects on Turbidite Flow on Deepwater Continental Margins.** GCSSEPM Foundation 21st Annual Research Conference Petroleum Systems of Deep-Water Basins. 2001.

WALTHAM, D.; JAFFEY, N.; MACLEAN, S.; ZAMPETTI, V. **Stratigraphic Modelling of Turbidite Prospects to Reduce Exploration Risk.** Petroleum Geoscience, v. 14, 2008. 273–280p.

WALTHAM, D. **Slope Control on Submarine Channel Widths.** Journal of Sedimentary Research, 78, 2008, DOI: 10.2110/jsr2008.036.

WEIMER, P.; LINK, M. H. **Global Petroleum Occurrences in Submarine Fans and Turbidite Systems. Seismic Facies and Sedimentary Processes of Submarine Fans and Turbidite Systems.** Springer, Berlin, 1991. 9–67p.

WHITE, F. M. **Fluid Mechanics** 6 ed. New York: McGraw-Hill, 2006. 864p.

WIKIPÉDIA: A Enciclopédia Livre. Disponível em: <<http://www.wikipedia.org>>. Acesso em: 25 out. 2009.

WOO, M.; NEIDER, J.; DAVIS, T.; SHREINER, D. **OpenGL Programming Guide: The Official Guide to Learning OpenGL, Version 2.** 5 ed. New York: Addison Wesley Professional, 2005. 838p.

Anexo A. Conceitos Básicos de Escoamentos Turbulentos

O primeiro trabalho sistemático realizado sobre turbulência foi conduzido por Osborne Reynolds em 1883. Seus experimentos realizados em tubos mostravam claramente a existência de dois regimes de escoamento: laminar e turbulento. Ele estabeleceu a existência de um parâmetro adimensional de controle da transição à turbulência, conhecido como número de Reynolds.

$$Re = \frac{VD}{\nu} \quad (A1)$$

onde, V é a velocidade média do fluido, D é a longitude característica do fluxo e ν é a viscosidade cinemática. Reynolds estabeleceu ainda, que um escoamento turbulento no interior de uma tubulação só pode ser sustentado para Re acima de 2300, hoje sabe-se que este valor depende da forma que o escoamento está sendo perturbado.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por uma constante flutuação da velocidade devido a uma instabilidade inerente ao fluxo, (Prasuhn, 1980). A Figura A1 mostra um gráfico da velocidade turbulenta e seu comportamento no tempo. A velocidade instantânea u pode ser definida pela soma da velocidade média temporal, \bar{u} , e da velocidade flutuante, u' .

$$u = \bar{u} + u' \quad (A2)$$

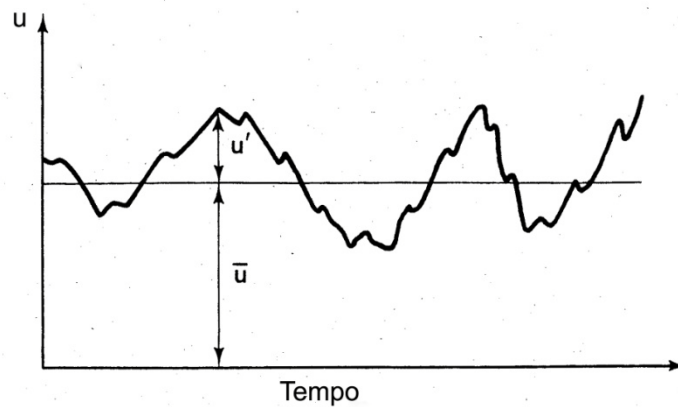


Figura A1 - Flutuação da velocidade com o tempo em escoamentos turbulentos

Se a velocidade média temporal \bar{u} é constante com o tempo, conforme Figura A1, então se diz que o escoamento é permanente. Se \bar{u} varia com o tempo em um ponto, o fluxo é dito transiente. Assim, mesmo que a velocidade instantânea, u , varie com o tempo, o fluxo turbulento será definido como permanente se a velocidade média temporal em cada ponto não variar com o tempo. O conceito de uniformidade também se aplica neste caso ao movimento médio. Diz-se que o escoamento turbulento é uniforme quando o campo dos vetores que representam as velocidades médias temporais se repete ao longo do escoamento.

A velocidade média temporal é obtida pelo processo usual de cálculo de variáveis médias com o tempo.

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt \tag{A3}$$

onde T é o tempo sobre o qual a média é tomada,

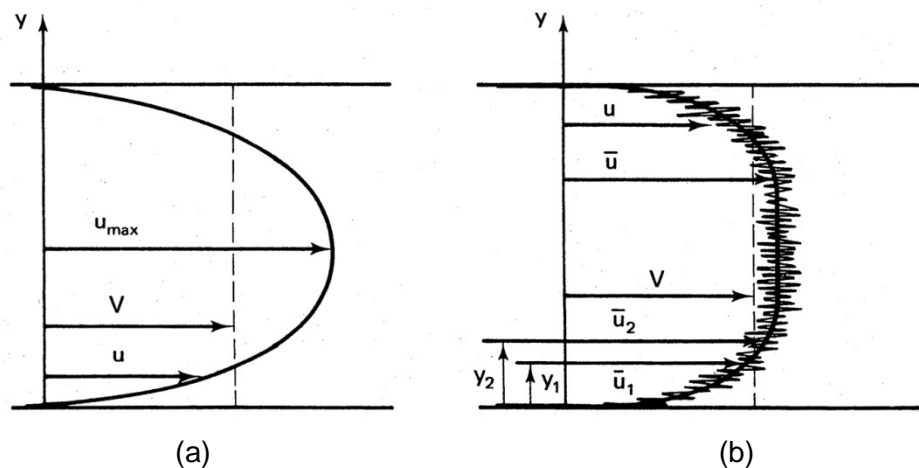


Figura A2 - Perfis de velocidade de escoamentos laminares e turbulentos, respectivamente, entre contornos paralelos

A Figura A2a, mostra a distribuição uniforme das velocidades de um escoamento bi-dimensional, permanente e laminar, entre contornos paralelos. Um escoamento turbulento com a mesma vazão é mostrado na Figura A2b. Isso é indicado pela mesma média das velocidades V para cada caso. Para o fluido laminar sabe-se que a média das velocidades é dois terços da velocidade máxima, ou em termos da taxa de fluxo, a vazão dividida pela área, que pode ser também determinada pela seguinte integração:

$$V_{lam} = \frac{2}{3} u_{max} = \frac{Q}{A} = \frac{1}{A} \int_A u dA \tag{A4}$$

O escoamento turbulento, Figura A2b, apresenta uma distribuição flutuante das velocidades que varia com o tempo e a posição. O gráfico apresentado

mostra a distribuição das velocidades em um instante qualquer. Num instante seguinte essa distribuição é alterada. Porém, examinando-se a velocidade em um dado ponto, por exemplo, y_1 , obtém-se um gráfico com o mostrado na Figura A1. Repetindo-se esse mesmo procedimento para o ponto y_2 , obtém-se algo similar, porém a magnitude da velocidade média temporal nesse caso deve ser maior que no caso anterior. Repetindo-se esse procedimento para cada ponto do escoamento, obtém-se a distribuição das velocidades médias temporais \bar{u} , conforme mostrado na Figura A2b. A velocidade média, tanto no escoamento laminar como nesse caso, pode ser relacionada com o perfil de velocidades, integrando-se a velocidade média temporal sobre a área.

$$V_{turb} = \frac{Q}{A} = \frac{1}{A} \int_A \bar{u} dA \quad (A5)$$

As componentes cartesianas x , y e z da velocidade instantânea serão iguais a u , v e w respectivamente. Reescrevendo cada componente da velocidade instantânea em termos da velocidade média temporal e da velocidade de flutuação, tem-se:

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' = v' \\ w &= \bar{w} + w' = w' \end{aligned} \quad (A6)$$

Como não há taxa líquida de fluxo nas direções y e z , as velocidades \bar{v} e \bar{w} são iguais a zero. A flutuação representa a velocidade instantânea relativa à média, e conseqüentemente a média das flutuações deve ser igual a zero. Isto pode ser mostrado matematicamente. Sendo a velocidade instantânea u definida como:

$$u = \bar{u} + u' \quad (A7)$$

Tomando-se a média de cada lado da eq. (A7), tem-se:

$$\bar{u} = \overline{\bar{u} + u'} \quad (A8)$$

Porém, a média da soma é igual à soma das médias, então:

$$\bar{u} = \bar{u} + \bar{u}' \quad (A9)$$

e

$$\bar{u}' = 0 \quad (A10)$$

Uma vez que a média das flutuações desaparece, deve-se definir outro termo para descrever a flutuação em uma dada direção. Assim, a intensidade da turbulência é dada pelo valor quadrático médio, rms, da média temporal tomada

das raízes quadradas de u' , para que os valores sejam positivos. Isto é, a intensidade da turbulência é o valor quadrático médio, rms, das velocidades de flutuação, $(\overline{u'^2})^{1/2}$.

Embora a média das flutuações seja igual a zero, isto não implica que a média do produto $u'v'$ também o seja. De fato, esse valor é geralmente menor do que zero.

$$\overline{u'v'} < 0 \tag{A11}$$

Isto fica claro analisando-se o perfil de velocidades \bar{u} apresentado na Figura A3.

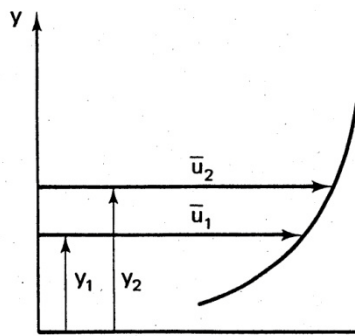


Figura A3 – Croqui para explicação da tensão de cisalhamento turbulenta

Observando-se as velocidades nos pontos y_1 e y_2 , pode-se notar que a velocidade no ponto y_2 é um pouco maior que a velocidade no ponto y_1 . Quando há uma flutuação positiva da velocidade vertical, $+v'$, no ponto y_1 , partículas fluidas com velocidade média de \bar{u}_1 serão carregadas em direção ao ponto y_2 , dessa forma diminuindo a velocidade no ponto mais alto. Essa redução representa uma flutuação negativa na direção x , $-u'$. Reciprocamente, a flutuação negativa da velocidade vertical, $-v'$, no ponto y_1 carrega as partículas fluidas com velocidade média de \bar{u}_2 na direção do ponto y_1 . Isto temporariamente aumenta a velocidade no ponto y_1 , acima dos valores médios de \bar{u}_1 , o que corresponde a uma flutuação positiva da velocidade $+u'$. Conseqüentemente, flutuações positivas das velocidades verticais são usualmente acompanhadas por flutuações negativas das velocidades horizontais, e vice-versa.

A Figura A4 mostra que a quantidade $\overline{u'v'}$ quando multiplicada pela densidade resulta na tensão de cisalhamento turbulenta, dada por:

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} \tag{A12}$$

A flutuação positiva da velocidade vertical através da unidade de área horizontal, Figura A4, carrega uma descarga de massa com magnitude $\rho v' A$, verticalmente através da superfície. Se a correspondente velocidade de variação na direção x é

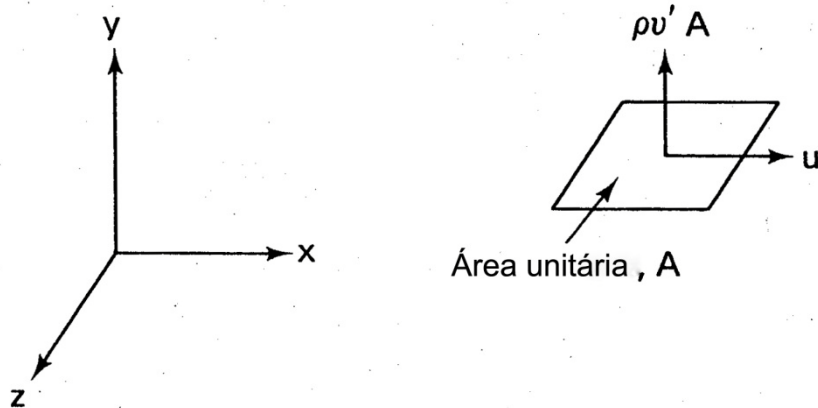


Figura A4 – Componentes da velocidade turbulenta em termos do fluxo

A.1. Aproximação Empírica

Apresenta-se nesta seção um enfoque empírico e bastante aproximado, baseado na viscosidade turbulenta e na teoria conhecida como *mixing-length* ou comprimento da mistura. Não se pretende apresentar toda a teoria referente ao assunto nesta seção, mas sim, apenas os tópicos necessários para o entendimento e desenvolvimento das equações que descrevem a distribuição de velocidades que prevalecem em determinados casos de escoamentos turbulentos.

A primeira hipótese adotada é creditada a J. Boussinesq, (1877). Para escoamentos turbulentos, a tensão de cisalhamento total, é devida a duas componentes. Uma resultante dos efeitos viscosos e outra devida às flutuações turbulentas, logo:

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \tag{A13}$$

De acordo com a eq. (A13), a tensão cisalhante turbulenta $\rho \overline{u'v'}$ é combinada com a viscosidade para se obter a tensão de cisalhamento total. Boussinesq assumiu que uma analogia semelhante poderia ser feita entre a ação molecular, responsável pela viscosidade e os turbilhões maiores que causavam as tensões turbulentas. Ele conseqüentemente definiu a viscosidade turbulenta η tal que a tensão turbulenta poderia ser obtida por $\eta \partial \bar{u} / \partial y$, assim:

$$-\rho \overline{u'v'} = \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{A14}$$

Logo, a tensão de cisalhamento total é expressa por:

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = (\mu + \eta) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{A15}$$

Dividindo η pela densidade, obtém-se a viscosidade cinemática turbulenta ϵ , assim pode-se escrever a eq. (A15) como:

$$\tau = \rho(v + \epsilon) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{A16}$$

É razoável assumir que próximo aos contornos à turbulência será suprimida pela presença do próprio contorno e as eqs. (A15) e (A16) serão revertidas às equações de viscosidade. Por outro lado, a mistura é muito mais intensa em escoamentos turbulentos do que em laminares, a viscosidade turbulenta terá magnitudes muito maiores do que em laminares através de todas as regiões do escoamento. Conseqüentemente pode-se expressar a tensão de cisalhamento por:

$$\tau = \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \rho \epsilon \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{A17}$$

A segunda relação empírica que será apresentada deve-se a Prandtl (1952). Essa formulação é conhecida como hipótese do comprimento da mistura, *mixing-length hypothesis*, Figura A5.

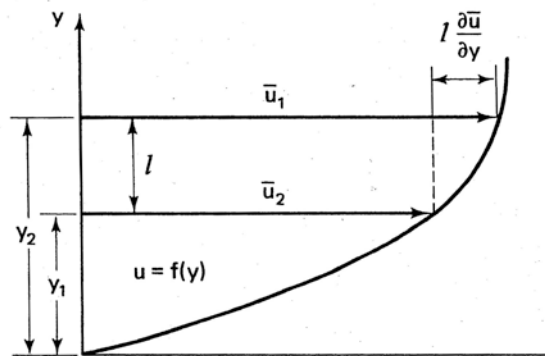


Figura A5 – Hipótese do comprimento da mistura

Os pontos y_1 e y_2 e suas respectivas velocidades médias \bar{u}_1 e \bar{u}_2 , estão separados por uma distância l , igual à média dos tamanhos dos turbilhões, isto é:

$$y_2 - y_1 = l \tag{A18}$$

Assim como discutido anteriormente, uma flutuação positiva $+v'$ no ponto y_1 causa uma redução na componente x da velocidade instantânea no ponto y_2 ,

que é aproximadamente proporcional à diferença na velocidade média. Desse modo então, no ponto y_2 :

$$u' \approx -(\bar{u}_2 - \bar{u}_1) \approx -l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{A19})$$

Na eq. (A19) assume-se uma variação linear da velocidade ao longo da distancia l . Desprezando-se a contribuição da viscosidade, tem-se:

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} \approx \rho v' l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{A20})$$

Comparando-se a eq. (A20) com a eq. (A17) tem-se:

$$\epsilon \approx v' l \quad (\text{A21})$$

Assim, a viscosidade cinemática turbulenta, que pode ser entendida como um coeficiente da mistura depende da magnitude da flutuação turbulenta e o tamanho dos turbilhões.

Se v' é mais ou menos igual a magnitude de u' , a eq. (A20) pode ser escrita como:

$$\tau = \rho l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{A22})$$

O sinal de módulo é colocado apenas em torno de um gradiente de velocidades, assim a tensão de cisalhamento irá refletir algebricamente o sinal do gradiente. Para um gradiente de velocidades positivas, o valor absoluto do sinal pode ser ignorado e a equação rearranjada para:

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{A23})$$

Para se obter a distribuição da velocidade dessa expressão, a variação em y , com relação a τ e l , deve ser conhecida ou pelo menos estimada. Prandtl assumiu que o tamanho dos turbilhões, ou do comprimento da mistura, era diretamente proporcional a distância do limite y .

$$l = \kappa y \quad (\text{A24})$$

onde κ é a constante de proporcionalidade. Ele posteriormente assumiu que se y é mantido suficientemente pequeno, a tensão de cisalhamento τ pode ser substituída pela tensão de cisalhamento da parede τ_0 .

$$\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \kappa y \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{A25})$$

Convencionalmente, o termo da tensão de cisalhamento da parede é substituído pela velocidade de cisalhamento u_* definida por:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \tag{A26}$$

Assim a eq. (A25) assume a seguinte forma final:

$$u_* = \kappa y \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{A27}$$

Integrando a eq. (A27) obtém-se o perfil de velocidades turbulentas.

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln y + C \tag{A28}$$

A.2. Distribuição da Velocidade Turbulenta

Como nesta seção as componentes das flutuações turbulentas não serão consideradas, as barras serão omitidas. Desta forma, assume-se que as velocidades e as pressões daqui em diante serão expressas em termos dos valores médios.

Estudos experimentais mostram que a constante κ da eq. (A28), conhecida como constante universal de von Kármán, é igual a 0,4, em certos casos esse valor pode variar consideravelmente. Assim, a eq. (A28) pode ser reescrita como:

$$\frac{u}{u_*} = 2,5 \ln y + C \tag{A29}$$

Aplicando-se a eq. (A29) no limite onde $y = 0$ tem-se uma velocidade negativa infinita, Figura A6. Para contornar essa dificuldade é localizar o ponto de velocidade igual a zero, y_1 , como mostrado na Figura A6.

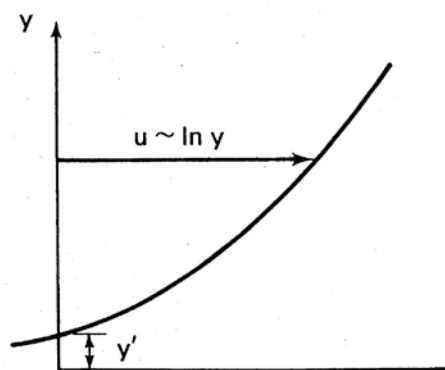


Figura A6 – Esquema para avaliação da constante de integração para perfis de velocidades logarítmicas

Substituindo esse ponto na eq. (A29) obtém-se:

$$0 = 2,5 \ln y + C \quad (A30)$$

e então:

$$\frac{u}{u_*} = 2,5 \ln \left(\frac{y}{y'} \right) \quad (A31)$$

Para avaliação de y' é necessário considerar se o perfil de velocidades é dado sobre uma superfície suave ou uma superfície áspera.