

6

Análise Crítica da Modelagem Estatística Clássica Modelos de Duas Equações κ - ε

6.1.

Introdução

Após ter discutido alguns aspectos dos modelos κ - ε e sua variantes de baixo número de Reynolds, não linear e renormalizada (RNG), pretende-se agora apresentar todo estudo realizado sobre a capacidade de predição e comportamento numérico destes modelos, em escoamentos complexos.

Foram escolhidas três geometrias para se avaliar a capacidade de predição e o comportamento computacional dos modelos: canal de placas planas infinitas; canal de placas planas infinitas com salto de área em expansão (“*backward facing step*”); e duto quadrado.

A solução numérica de escoamentos em canal de placas planas teve como objetivo gerar os perfis hidrodinamicamente desenvolvidos da velocidade média (\bar{u}), da energia cinética turbulenta (κ) e da taxa de dissipação desta energia (ε), os quais foram utilizados como condições de entrada do problema “*backstep*”.

Já os escoamentos turbulentos em duto de seção quadrada são escoamentos complexos e freqüentemente encontrados em arranjos físicos de engenharia. Eles se caracterizam pela presença de um escoamento secundário no plano perpendicular ao eixo do duto. Este escoamento, comumente chamado escoamento secundário de Prandtl de segundo tipo, é induzido pelo movimento turbulento (diferença de tensões turbulentas normais). O padrão do escoamento é bem definido, consistindo de 8 (oito) vórtices, dois em cada quina, girando em sentidos opostos. Cada vórtice está confinado entre a diagonal (bissetor da quina) e a parede bissetora (eixo de simetria).

Embora as velocidades transversais sejam menores que 3% da velocidade de mistura, seus efeitos sobre o escoamento médio, sobre a distribuição da tensão cisalhante na parede e a transferência de calor são significativos (Gavrilakis, 1992). Nikuradse, a cerca de 70 anos, foi um dos primeiros a observar experimentalmente a existência deste escoamento e a sua influência sobre o

escoamento principal. Ele observou que as linhas de contorno da velocidade axial deformavam-se efetivamente próximo aos cantos. Fato que não era visto em dutos circulares e escoamentos laminares completamente desenvolvidos em dutos de seção não circular.

Recentemente, simulações diretas de escoamento turbulento de Baixo Reynolds em duto de seção quadrada confirmaram as observações de Nikuradse. Há uma forte distorção das linhas de iso-velocidades do escoamento principal nas proximidades dos cantos do duto, devido a transferência de quantidade de movimento das velocidades secundárias nessa região (Gavrilakis, 1992; Huser & Birigen, 1993).

Esta geometria foi utilizada especificamente para avaliar os modelos não lineares, propostos por Speziale (1987) e por Yakhot et al. (1992).

O esforço principal de simulação e avaliação dos modelos de duas equações, de fechamento em um ponto, κ - ε e suas variantes, foi concentrado na solução numérica do escoamento turbulento através de canal de placas planas, com salto de área em expansão. Este tipo de escoamento, apesar de sua geometria simples, tem a virtude de:

- ser largamente encontrado em aplicações de engenharia;
- permitir o estudo de escoamento turbulento cisalhante complexo com separação;
- ser um caso clássico, usado na avaliação do desempenho dos modelos de escoamentos turbulentos;
- ser vastamente documentado na literatura.

O escoamento em degrau, como também é conhecido o escoamento em questão, tem tido um papel importante na determinação da qualidade dos modelos de turbulência (Papageorgakis & Assanis, 1999). Embora sua geometria seja simples, é um escoamento cisalhante complexo com separação. Neste trabalho, foi empregado na versão baixo salto, tanto com dupla expansão como com um só degrau, sendo a razão de expansão definida como H_2/H_1 (fig. 6.1).

Na região de separação há, além da recirculação principal (sentido horário), duas regiões de recirculação secundárias, junto à parte inferior da parede vertical do salto (Le et al., 1997). A região de recirculação secundária, que gira no sentido anti-horário, tem uma extensão entre uma e duas vezes a altura do salto, enquanto o menor vórtice junto à quina é cerca 5% da altura do salto (Le et al., 1997; Lien

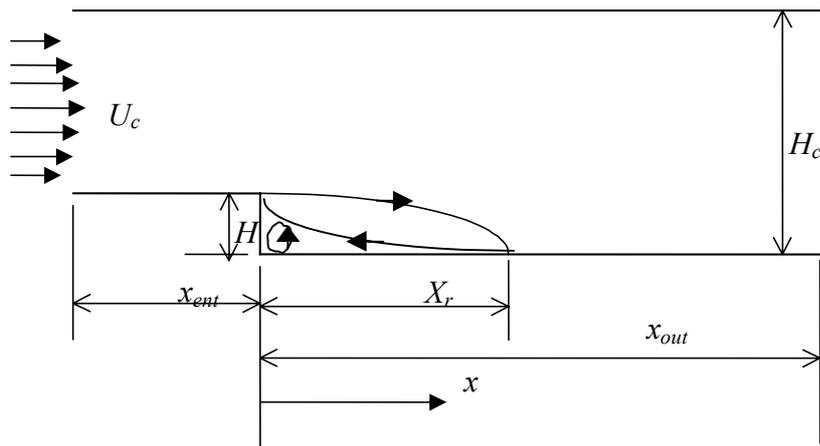


Figura 6.1 – Configuração física para escoamento em canal com salto de área.

& Leschziner, 1994; Karniadakis et al., 1989). A fig. (6.1) representa esquematicamente o escoamento e a região de recirculação, na qual não aparece o menor vórtice junto à quina inferior.

Em regiões separadas, o escoamento tem um gradiente de pressão adverso. Prever não só o gradiente de pressão adverso, como a recuperação da pressão após o recolamento é outro desafio que se apresenta aos modelos.

Muitos trabalhos experimentais foram realizados sobre este tipo de escoamento. Contudo, as simulações numéricas diretas e de grandes escalas, realizadas na última década (Le et al., 1997; Na & Moin, 1998; Cabot, 1996; Ghosal et al., 1995), ofereceram novas oportunidades de se obter informações e verificar algumas hipóteses sobre as propriedades de turbulência, as quais não eram ainda acessíveis pelas técnicas experimentais disponíveis. Foram obtidos detalhes da estrutura de turbulência próximo a parede sólida, nos quais incluem-se o campo de flutuação de pressão e o campo da energia cinética turbulenta (κ) e de sua taxa de dissipação (ε). Os dados são ainda referentes a escoamentos com baixo número de Reynolds, mas eles possibilitam agora o exame minucioso do comportamento dos modelos junto à parede. Os resultados da simulação direta do escoamento turbulento em canal, realizado por Kim et al., em 1987, por exemplo, confirmam de fato que a difusão de pressão é negligenciável, como frequentemente considerado (Hanjalic, 1994). Contudo, verificou-se que, na região da parede, existe uma acentuada diferença, entre os dados da simulação direta e os resultados dos modelos (Mansour et al., 1988). Le et al. (1997) realizaram a simulação direta do escoamento turbulento em degrau (“backstep”), e os resultados, para a região do canal antes do degrau, também mostram um gradiente de pressão desprezível, enquanto na região de recirculação, o gradiente de

pressão é muito significativo para $y^+ < 10$. Nesta região o termo do gradiente de pressão na equação de κ equilibra com a dissipação e a difusão viscosa.

Muita atenção hoje também é dada ao comportamento limite na parede das tensões de turbulência e dos termos das equações de transporte de energia cinética e da taxa de dissipação. A satisfação das formas limites é hoje vista como um importante critério de avaliação dos modelos que se propõem a resolver a região da parede. A consistência assintótica dos modelos é verificada pelo comportamento limite, na parede, de cada termo da equação modelada em relação ao respectivo termo da equação exata. Os resultados da simulação direta permitiram uma melhor avaliação do comportamento assintótico dos modelos de Baixo Reynolds, verificando-se a validade das hipóteses inseridas nesses modelos.

Enfim, o escoamento em degrau foi utilizado, neste trabalho, para avaliar a capacidade de predição dos modelos em escoamentos complexos, no que se refere às estatísticas de turbulência, e ao comportamento junto à parede, utilizando-se não só dados experimentais como também resultados de simulações numéricas diretas.

6.2. Avaliação Numérica de Modelos de Baixo Reynolds Escoamento de Alto Reynolds

A primeira avaliação realizada neste trabalho envolveu os modelos κ - ε de Baixo Reynolds de Lam-Brewmhorst, LB (Patel et al., 1985; Rodi & Mansour, 1993) e de Launder-Sharma, LS (Launder & Sharma, 1974), conforme descritos no Capítulo 3. Os modelos foram empregados para predizer o escoamento de alto Reynolds em canal de placas planas infinitas com salto de área em expansão (“*backward facing step*”).

O problema considerado é o escoamento em regime permanente, homogêneo na direção z e bidimensional (x, y) nas propriedades médias, de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com salto de área em expansão (fig. 6.1). As predições dos modelos de baixo número de Reynolds foram comparadas com dados experimentais (Kim et al., 1980) e com resultados numéricos obtidos com os modelos κ - ε tradicional (Launder & Spalding, 1974) e κ - ε RNG de Alto Reynolds (Yakhot et al., 1992). A razão de

expansão H_c/H (altura do canal na saída/altura do salto) é 3 e o número de Reynolds é $1,32 \times 10^5$, baseado na velocidade na linha de centro da seção de entrada (U_c), correspondendo ao valor máximo da velocidade nesta seção, e na altura do canal na seção de saída (H_c),

$$Re = (\rho U_c H_c) / \mu \quad (6.1)$$

A seção de entrada foi posicionada a uma distância de cinco vezes a altura do salto ($x_{ent} = 5H$), a montante do mesmo. Na entrada do canal, especificou-se os perfis de velocidade média horizontal (\bar{u}), de energia cinética de turbulência (κ) e da taxa de dissipação de energia cinética de turbulência (ε). Estes perfis foram obtidos do cálculo de escoamento hidrodinamicamente desenvolvido em canal de placas planas e infinitas.

Seguindo Thangam & Speziale (1992), adotou-se um comprimento de canal, após o salto, de trinta (30) vezes a altura do salto ($x_{out} = 30H$). É crucial, para a perfeita solução, que uma distância suficiente a jusante do ponto de recolamento seja especificada, antes de impor as condições de saída. Neste trabalho adotou-se, como condição de saída a hipótese de difusão nula.

Na parede, a condição de não deslizamento foi empregada nas equações para os componentes da velocidade \bar{u} e \bar{v} . A energia cinética turbulenta foi especificada como sendo nula na parede ($\kappa=0$) em ambos os modelos. No modelo de Lam-Brewhorst, a derivada da dissipação de energia cinética turbulenta normal à parede foi tomada como nula, conforme prevê o referido modelo (Schmidt, 1987; Patel et al., 1985). Já no modelo de Launder-Sharma, que resolve uma dissipação modificada, utilizou-se $\tilde{\varepsilon}=0$ como condição de contorno. Nos modelos de Alto Reynolds empregou-se, nas paredes, a lei da parede de duas camadas, conforme descrita no Apêndice A.

Inicialmente utilizou-se uma malha uniforme com 120×100 pontos nodais. A seguir, acrescentou-se 50 volumes de controle na direção x , na região após o degrau, realizando a simulação com uma malha de 170×100 pontos nodais. Esta malha era ainda uniforme na direção y e em cada região separada pelo degrau, no caso da direção x . Uma terceira solução foi obtida, agora com uma malha 200×100 não uniforme. Os pontos nodais foram concentrados nas regiões das paredes e sobre o degrau, conforme fig. (6.2). Visando refinar a sub-camada

laminar, incluiu-se cinco volumes de controle junto às paredes superior e inferior, obtendo-se uma malha 200×110 , semelhante a anterior exceto na região das referidas paredes. Por fim, aumentou-se o refinamento da sub-camada laminar, incluindo-se agora nove volumes de controle na região das paredes, obtendo-se uma malha 200×118 , semelhante a malha 200×100 exceto no limite das paredes. O objetivo, ao introduzir estes volumes de controle na região da sub-camada laminar, foi possibilitar a integração das equações até o limite da parede e verificar o comportamento dos modelos de Baixo Reynolds diante de tal procedimento. Com a malha 200×110 , garantiu-se cerca de oitos pontos nodais para $y^+ < 20$, enquanto com a última malha garantiu-se cerca de doze pontos nodais na mesma região. Em consequência, somente os modelos de baixo número de Reynolds foram empregados com estas malhas. Observou-se uma melhora acentuada nos resultados obtidos com os modelos de Baixo Reynolds na predição junto à parede, quando utilizou-se a malha 200×110 . Contudo, ao refinar-se mais ainda a malha (200×118) não foi possível observar uma melhora significativa nos resultados. As predições dos modelos de Baixo Reynolds foram praticamente idênticas com ambas as malhas, indicando uma convergência da solução, independentemente de um maior refinamento da malha junto às paredes. Já o comportamento computacional do modelo de Lam-Brewhorst piorou acentuadamente, quando a malha 200×118 foi utilizada na solução do problema, enquanto o esforço computacional no modelo de Launder-Sharma foi praticamente o mesmo. Deste modo, os resultados apresentados correspondem a malha 200×110 , para os modelos de Baixo Reynolds, e a malha de 200×100 , para os modelos de Alto Reynolds. Sempre que houver necessidade serão citadas observações realizadas na solução com outras malhas.

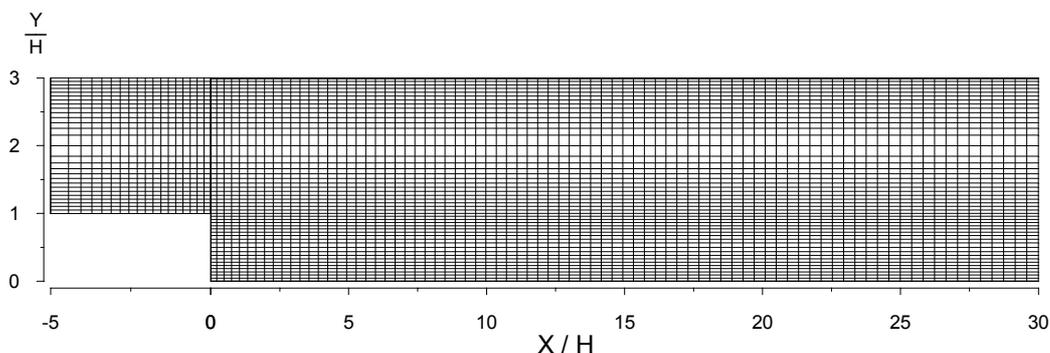


Figura 6.2 – Malha típica para solução de escoamento em canal com salto de área.

Para a convergência da solução numérica, controlou-se os resíduos da equação da continuidade e das equações de conservação de todas as outras variáveis. O resíduo da equação de conservação de massa é dado pelo termo fonte da equação de correção da pressão (eq. B.81), enquanto que, para as outras equações de conservação, foi definido como:

$$Rsd = |a_p \phi_p - (\sum a_{nb} \phi_{nb} + b)| \quad (6.2)$$

onde os coeficientes a_p e a_{nb} da equação (6.2) correspondem aos coeficientes principal e vizinhos definidos no Capítulo 5. A solução foi considerada convergida, quando o resíduo da equação de massa foi inferior a 10^{-12} e, no caso das outras equações, quando o resíduo normalizado pelo resíduo inicial foi inferior a 10^{-5} em todas as equações.

O esforço computacional do modelo de Launder-Sharma, na solução do problema, foi semelhante ao modelo κ - ε de Alto Reynolds tradicional. Porém, o esforço computacional obtido com o modelo de Lam-Brewhorst foi muito maior (em média cerca de 50%). Com a malha 200×118 , obteve-se grande dificuldade de convergência na solução, utilizando-se o modelo de Lam-Brewhorst. Com quinze mil iterações (mais do que o dobro utilizada pelo modelo de Launder-Sharma), o resíduo de massa oscilou entre 10^{-10} e 10^{-12} e o resíduo da equação da taxa de dissipação entre 10^{-2} e 10^{-3} , sem obter um processo assintótico de convergência, embora os resultados sejam bem semelhantes aos obtidos com a malha 200×110 . Este modelo também se mostrou muito sensível a condição inicial de partida da solução, não só quanto ao esforço computacional como a própria convergência da solução. Uma possível explicação para estas dificuldades é a falta de balanço da equação da dissipação da energia na região da parede (Lai & So, 1990).

Portanto, antes de apresentar os resultados, é interessante registrar que o estudo teórico dos modelos, particularmente quanto ao comportamento assintótico dos termos da equação da taxa de dissipação, mostrou a existência de graves inconsistências. O modelo de Lam-Brewhorst utiliza, na definição da sua função de amortecimento da viscosidade turbulenta, o número de Reynolds $R_n = n \sqrt{\kappa} / \nu$, onde n é a distância normal a parede. Contudo, especificar essa distância, na região de recirculação, próximo a parede vertical do degrau, não é

trivial. Este mesmo modelo apresenta um termo de produção da taxa de dissipação assintoticamente inconsistente. O termo exato é $O(y)$, enquanto o modelo comporta-se como $O(y^{-6})$, indicando uma excessiva produção de ε na região da parede. Fato esse que é agravado pelo comportamento assintótico do termo de destruição da mesma equação. O modelo tem uma baixa taxa de destruição da dissipação na região da parede ($O(y^6)$), face ao termo exato ($O(y^0)$). Como não é adicionado qualquer termo extra ao modelo, estas observações indicam que haverá uma excessiva taxa de dissipação no limite da parede, destruindo a energia cinética turbulenta, a qual deveria ter um comportamento $O(y^2)$. O comportamento limite da viscosidade no modelo é também deficiente. O modelo é $O(y^8)$, enquanto o comportamento exato é $O(y^3)$.

Já o modelo de Launder-Sharma tem um comportamento assintótico mais consistente com os termos exatos. O termo da produção da dissipação, no limite da parede, é $O(y^2)$ e o termo de destruição $O(y^0)$, enquanto os termos exatos são respectivamente $O(y)$ e $O(y^0)$. A viscosidade turbulenta, que no termo exato é $O(y^3)$, tem um comportamento assintótico $O(y^2)$ no modelo de Launder-Sharma. O grande óbice do modelo é o uso da pseudo-dissipação, o qual acarreta ao modelo todos os inconvenientes já apontados no Capítulo 3.

A condição de contorno adotada pelo modelo de Lam-Brewhorst, na parede, para a taxa de dissipação é artificial. Embora tenha a vantagem da facilidade de implementação, é assintoticamente inconsistente, conforme mostrado no Capítulo 3. Deste modo, seguindo Patel et al. (1985) e Rodi & Mansour (1993) implementou-se na parede a seguinte condição para a dissipação:

$$\varepsilon_w = \nu \frac{\partial^2 \kappa}{\partial y^2} \quad (6.3)$$

O uso desta equação não acrescentou qualquer melhoria aos resultados preditos pelo modelo, além de apresentar dificuldades numéricas (ver Capítulo 3).

Por fim, deve-se destacar que os modelos aqui testados tem a virtude de definir as constantes iguais aquelas do modelo κ - ε de Alto Reynolds, recuperando, assim, o modelo de Alto Reynolds na região afastada da parede.

A tabela (6.1) apresenta uma comparação entre a extensão da zona de recirculação capturada pelos modelos de Baixo Reynolds, a predita pelos modelos

de Alto Reynolds e o resultado experimental de Kim et al. (1980). Ambos os modelos de Baixo número de Reynolds subpredizem a região de recirculação em relação ao dado experimental ($X_r/H \cong 7,0$). Da análise da tabela, também se verifica que, mesmo em relação ao modelo de alto número Re , a solução dos modelos de Baixo Reynolds é mais pobre. Chen et al. (1998) afirmam que a hipótese da correlação pressão-velocidade ser desprezível na equação da energia cinética turbulenta, a qual é adotada nos modelos de Alto Reynolds, não é aplicável a escoamentos de Baixo Reynolds e escoamentos separados, sendo esta talvez uma das razões para o baixo rendimento dos modelos de Baixo Reynolds na simulação do escoamento “backstep” (Chen et al., 1998). A tese defendida pelos autores citados e os resultados obtidos com os modelos motivaram a realização de um estudo sobre a influência da modelagem do gradiente de pressão nos modelos de turbulência de Baixo Reynolds, quando empregados em escoamentos separados. Este estudo será apresentado no item 6.4 deste capítulo

Experimental	κ - ε	κ - ε	κ - ε Baixo Re	κ - ε Baixo Re
Kim et al. (1980)	Alto Re	RNG	LS	LB
7,0	6,0	7,0	5,5	4,8

Tabela 6.1 - Ponto de recolamento (X_r/H)

Os modelos κ - ε de Baixo Reynolds aqui empregados não foram capazes de capturar as regiões de recirculação secundária (sentido anti-horário e horário), enquanto os modelos de Alto Reynolds foram capazes de prever um pequeno vórtice no sentido anti-horário. No modelo κ - ε de Alto Reynolds tradicional, este vórtice é restrito somente ao primeiro volume de controle, junto à parte inferior da parede vertical. Já no modelo RNG, o vórtice se estende até ao segundo volume. Na fig (6.3) estão representados os detalhes dos perfis de velocidade dos modelos próximo a parede vertical do degrau. Verifica-se que somente os modelos de Alto Reynolds conseguem prever um pequeno vórtice girando no sentido anti-horário ($u > 0$). Já no primeiro volume de controle, a velocidade axial é negativa nos modelos de Baixo Reynolds, indicando a presença da chamada recirculação principal. Deve-se registrar que o vórtice girando no sentido anti-horário deveria

ter uma extensão maior que uma vez o tamanho do salto (H) e que, portanto, mesmo as previsões dos modelos de Alto Reynolds ainda são muito pobres.

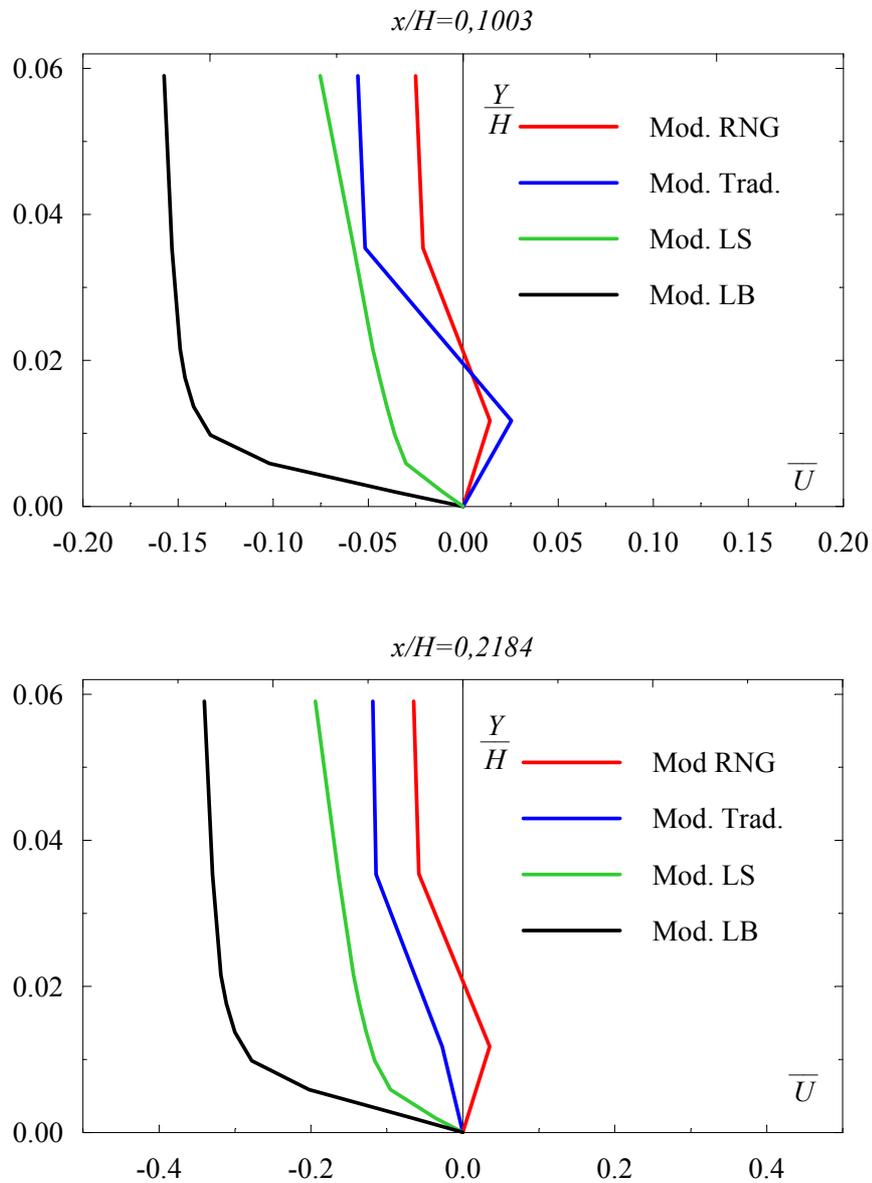


Figura 6.3 – Estudo comparativo do perfil de velocidade axial (u) na região da recirculação secundária, $x/H=0,1003$ e $x/H=0,2184$.

Cabe aqui registrar a importância do refinamento da malha na região de separação junto à parede, para os modelos ditos de Baixo Reynolds. A fig. (6.4) mostra o comportamento dos perfis de velocidade, para malhas com 100 e 110 pontos nodais em y , junto à quina inferior do degrau, onde as velocidades deveriam ser positivas. Verifica-se que os perfis, obtidos com o refinamento da região da parede, apesar de ainda apresentarem valores negativos, têm uma forma

bem mais suave que a aquela predita pela malha sem o refinamento. O perfil obtido com a malha 200×118 é idêntico ao apresentado para a malha 200×110 .

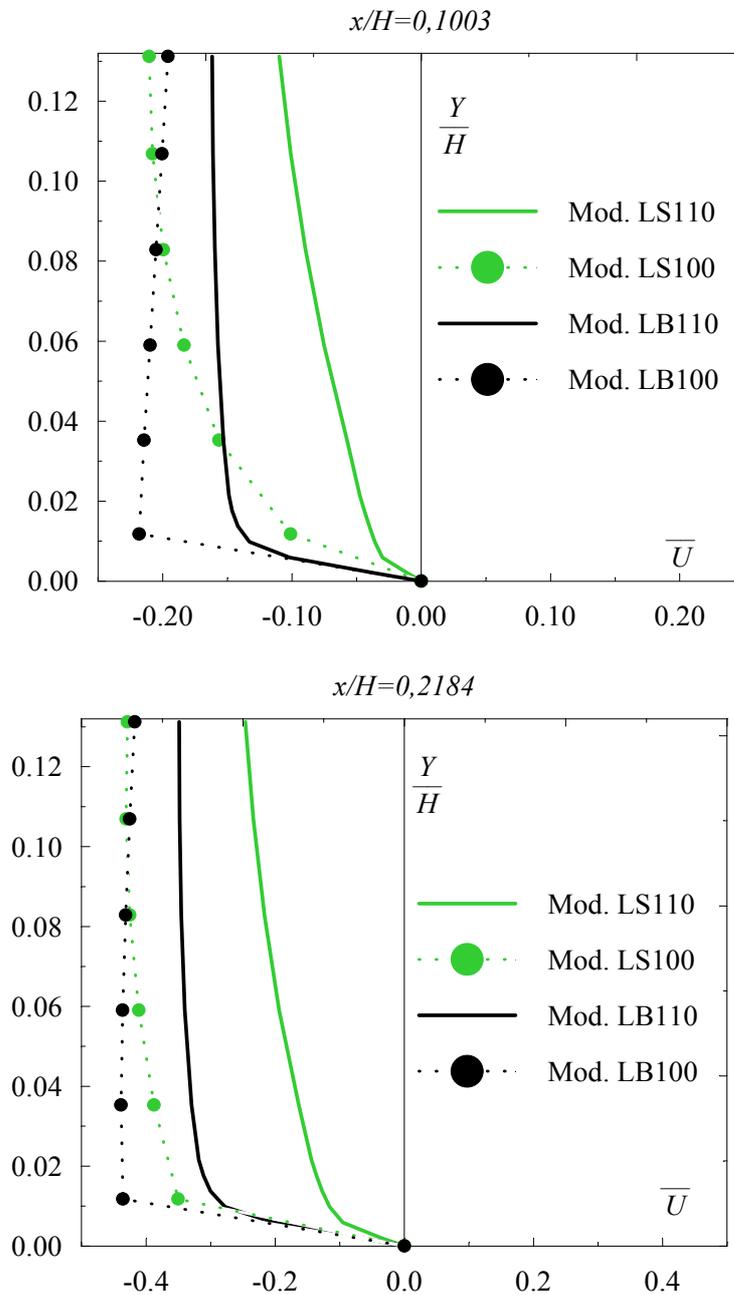


Figura 6.4 – Perfil de velocidade axial (u) na região de separação para malhas com 100 e 110 pontos nodais em y : $x/H=0,1003$ e $x/H=0,2184$

Para uma comparação mais detalhada do desempenho dos dois modelos, os perfis de velocidade média são analisados em diversas seções transversais. As posições ($x/H=1,33$; $2,67$; $5,33$; $6,22$; $8,00$ e $10,67$) onde foram levantadas as velocidades estão assinaladas na fig. (6.5), tendo como referência a posição do salto.

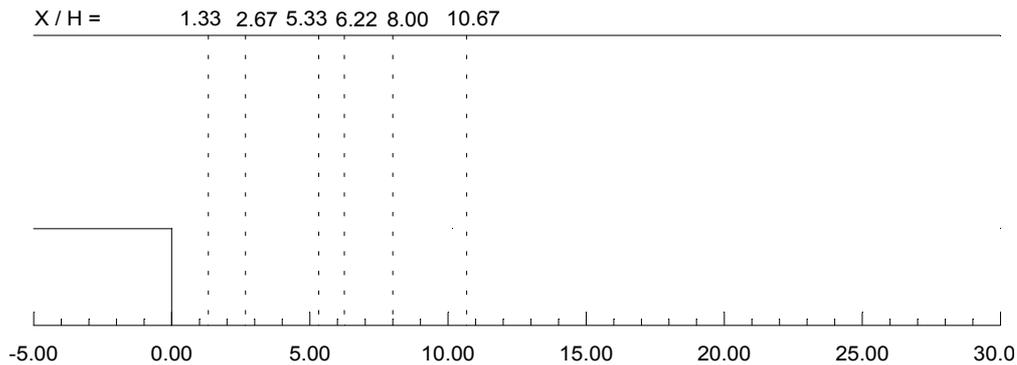


Figura 6.5 - Seções de levantamento do perfil de velocidade média

A fig. (6.6) apresenta a comparação dos perfis de velocidade média obtidos pelos vários modelos, nas diversas posições pré-selecionadas a jusante do salto, face aos dados experimentais de Kim et al. (1980). Observa-se claramente da seqüência de posições apresentadas a região de recirculação capturada pelos vários modelos. De um modo geral, os modelos de Alto Reynolds obtiveram melhores predições dessa região. Os modelos de Baixo Reynolds, embora tenham velocidades com maiores valores absolutos junto à parede vertical ($x/H=1,33$), predizem uma menor zona de recirculação que os modelos de Alto Reynolds. Na seção $x/H=5,33$, todas as velocidades do modelo Lam-Brewhorst são positivas, indicando não haver mais recirculação. Já na seção $x/H=6,22$, somente o modelo RNG de Alto Reynolds ainda apresenta velocidades negativas, caracterizando a existência de recirculação nesta posição.

Dos gráficos apresentados também é possível verificar que a posição da camada de cisalhamento não é bem prevista por nenhum dos modelos. Nas seções $x/H=1,33$ e $x/H=2,67$, todos os modelos predizem uma camada de cisalhamento abaixo da posição prevista pelo dado experimental. Contudo, entre as seções $x/H=5,33$ e $x/H=6,22$, a espessura da recirculação do modelo RNG aproxima-se da experimental. Nestas posições, nos modelos de Baixo Reynolds, praticamente não há mais camada de cisalhamento, enquanto no modelo κ - ε de Alto Reynolds tradicional a espessura da recirculação é bastante sub-avaliada.

A região acima da camada de cisalhamento também é melhor prevista pelos modelos de Alto Reynolds. O perfil obtido pelos modelos de Baixo Reynolds tem uma declividade menor que o experimental e os de Alto Re. Os modelos de Baixo Reynolds somente recuperam o perfil de Alto Re em $y/H \approx 1,5$, devido aos menores gradientes de velocidade gerados pelos modelos de Baixo Re.

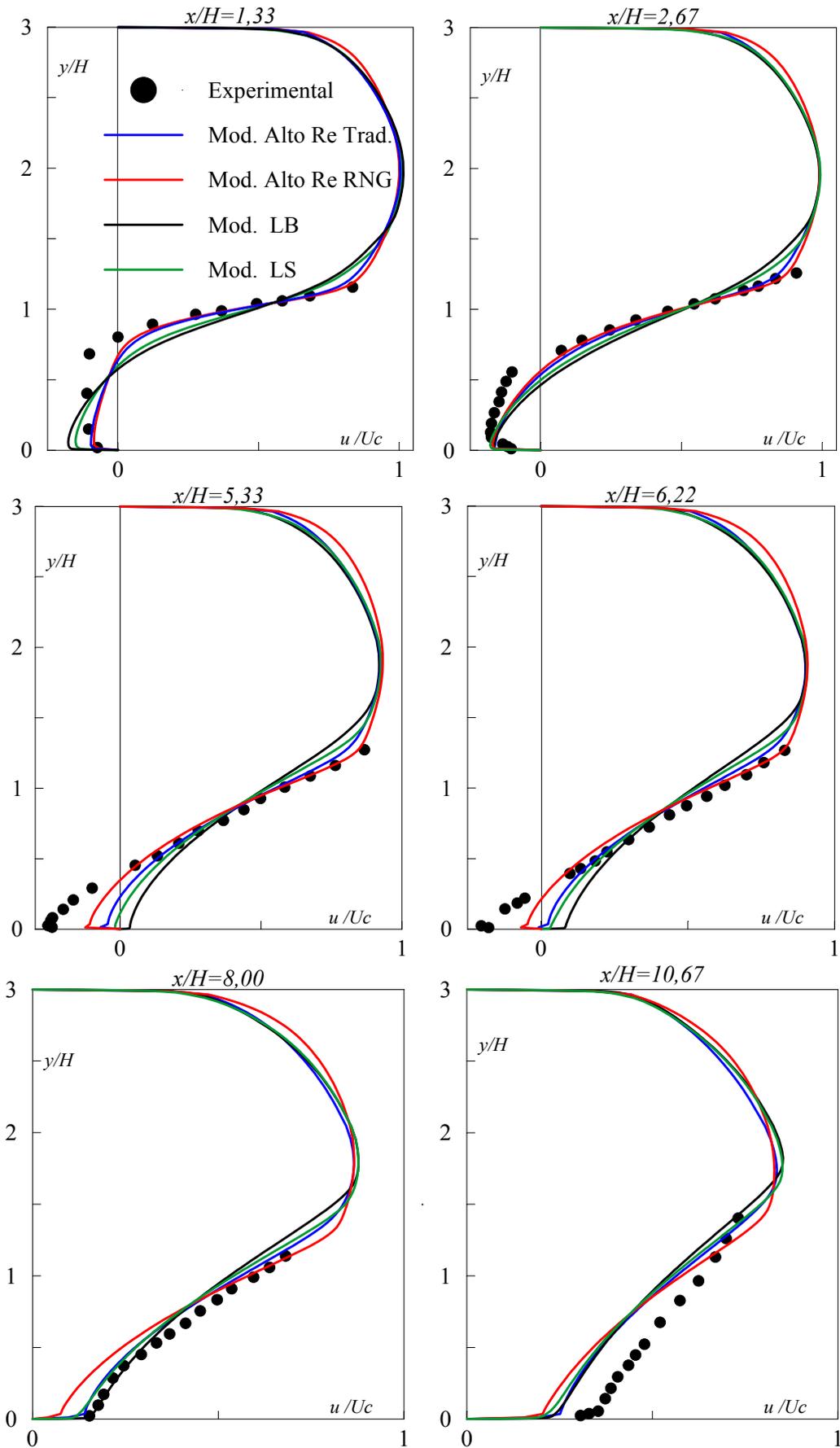


Figura 6.6 – Perfil de velocidade média em seções $x/H=1,33; 2,67; 5,33; 6,22; 8,00$ e $10,67$

A comparação direta dos modelos de Alto Reynolds tradicional e RNG revela uma pequena diferença entre os modelos na região da camada de cisalhamento. Todavia esta diferença é suficiente para que o modelo RNG faça uma melhor predição da região de recirculação. A razão principal, para o modelo tradicional predizer um ponto de recolamento prematuro, é a sua maior difusão na camada de cisalhamento, em relação ao modelo RNG. O comportamento menos difusivo do modelo RNG é consequência da inclusão do novo termo R (eq. 3.70) na equação da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (eq. 3.69). A forma modelada do termo tende a aumentar viscosidade turbulenta (ν_t), nas regiões de pequenas taxas de deformação turbulenta, enquanto, nas regiões de grandes taxas de deformação, o sinal do termo é invertido e a viscosidade turbulenta (ν_t) diminui comparativamente ao modelo tradicional. Ao utilizar um coeficiente de transporte difusivo menor, a equação de conservação da velocidade média torna-se menos difusiva e consequentemente o modelo RNG produz uma região de recirculação maior.

A análise da região após o recolamento (seções $x/H=8,0$ e $x/H=10,67$) revela uma maior recuperação dos dados experimentais em relação aos modelos. Na seção $x/H=6,22$, o dado experimental ainda apresenta uma efetiva recirculação. Já na seção $x/H=8,00$, o perfil de velocidade experimental tem uma maior recuperação que praticamente todos os modelos. Nesta seção, junto à parede, os modelos de Baixo Reynolds parecem representar melhor a recuperação do escoamento. A região inicial de recuperação do escoamento também parece ser melhor representada pelo modelo κ - ε tradicional, em relação ao modelo de Alto Re RNG. Porém, este comportamento dos modelos de Baixo Reynolds e do modelo de Alto Re tradicional, em relação ao modelo RNG, é devido ao seu prematuro recolamento, que faz com que os modelos antecipem a recuperação do escoamento. O gráfico correspondente a posição $x/H=10,67$ confirma esta hipótese, quando mostra o modelo de Alto Re tradicional já à frente dos modelos de Baixo Re e o modelo RNG já próximo destes últimos. De qualquer forma, é nítido destas duas últimas posições ($x/H=8,0$ e $x/H=10,67$) que os modelos não realizam a recuperação do escoamento de modo eficiente. É defeito comum da maioria dos modelos de turbulência ter uma insuficiente recuperação do escoamento, na região a seguir do ponto de recolamento (Lien & Leschziner, 1994).

A fig (6.7) apresenta uma comparação dos perfis de velocidade gerados pelos modelos de Baixo Reynolds com as malhas 200×100 e 200×110 . A análise da região da parede superior mostra a incorreção dos perfis obtidos pelos modelos, quando a sub-camada laminar não é bem resolvida. Embora, na análise da posição $x/H=2,67$, o perfil gerado pelo modelo de Launder-Sharma pareça ser melhor previsto, particularmente na região da camada de cisalhamento, isto é um efeito localizado. Nas outras seções, este fato não se repete, além do que o modelo prediz, com a malha 200×100 , uma menor região de recirculação e perfis de intensidade de turbulência e tensão de turbulência excessivos na região da parede, conforme será mostrado. Na seção $x/H=8,00$, início da recuperação do escoamento, se verifica o melhor comportamento dos resultados obtidos com a malha 200×110 . Cabe destacar que os resultados obtidos com a malha 200×118 são idênticos aos da malha 200×110 e as inconsistências dos resultados preditos com as malhas 120×100 uniforme e 170×100 (uniforme em y) são ainda maiores.

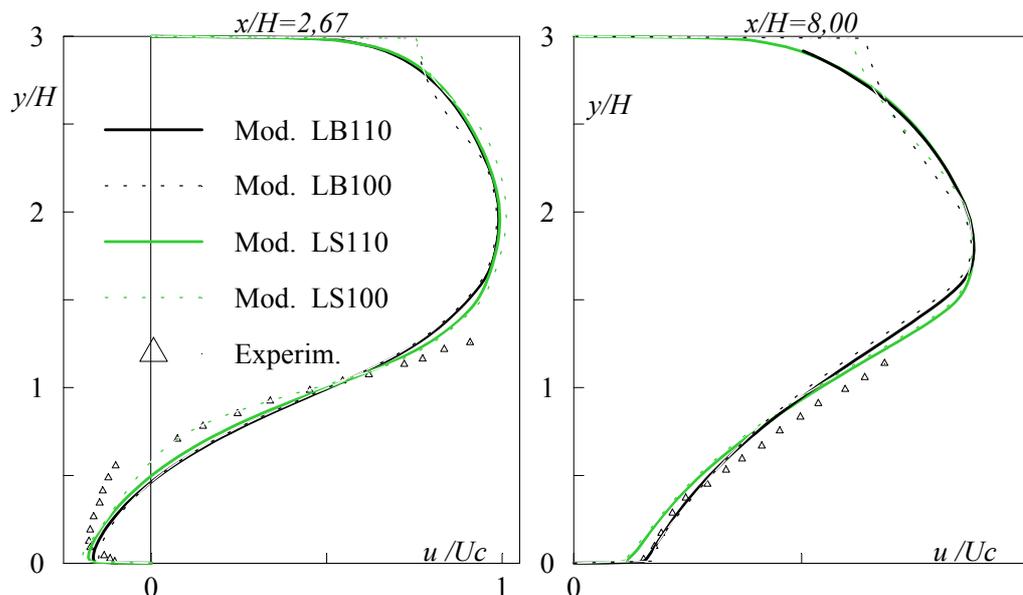


Figura 6.7 – Comparação do perfil de velocidade média dos modelos de Baixo Re obtidos com malhas 200×100 e 200×110

As predições dos modelos para a intensidade de turbulência, são também comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980). As seções onde foram levantados os perfis de intensidade de turbulência estão assinaladas na fig. (6.8), tendo como referência a posição do salto. A intensidade de turbulência $(\overline{u'_i u'_i})^{1/2}$, normalizada pela velocidade U_c é apresentada na fig. (6.9).

Infelizmente os dados experimentais estão disponíveis somente na região de recuperação do escoamento. A maior discrepância entre as predições dos modelos de Baixo Reynolds e as predições dos modelos de Alto Re se concentra na região de recirculação próximo a parede vertical do salto (seção $x/H=1,33$). Nessa seção, o perfil de intensidade turbulenta mostra um pico acentuado na altura correspondente ao salto, sendo que, em $y/H < 1,75$, os perfis gerados pelos modelos de Baixo Reynolds são bem maiores que os produzidos pelos modelos de Alto Re. O Modelo de Lam-Brewhorst, o qual prediz os maiores níveis de intensidade turbulenta nesta posição, tem um valor máximo que é cerca de duas vezes o maior valor do modelo RNG. Os maiores valores produzidos pelos modelos de Baixo Re, em comparação aos modelos de Alto Re, e do modelo κ - ε tradicional, em relação ao RNG, talvez possam explicar a menor região de recirculação predita pelos modelos. Os modelos de Baixo Re somente recuperam o perfil produzido pelo modelo de Alto Re tradicional, para $y/H > 1,75$.

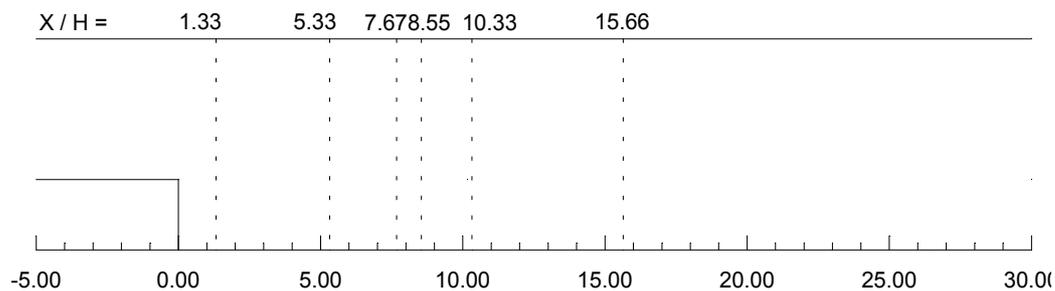


Figura 6.8 - Seções de levantamento do perfil de intensidade de turbulência

Na região de recolamento e início de recuperação do escoamento, para os modelos de Baixo Re (seção $x/H=5,33$), verifica-se que os perfis de intensidade de turbulência, gerados pelos vários modelos, se equiparam. Em $y/H < 1,0$, o modelo κ - ε tradicional de Alto Re produz níveis levemente maiores de intensidade de turbulência, enquanto o modelo de Launder-Sharma os menores níveis. Já na região entre $y/H \approx 1,0$ e $y/H \approx 1,75$, o modelo de Lam-Brewhorst produz os maiores níveis. Contudo, deve-se lembrar que a comparação nesta seção deve ser vista com ressalvas, desde que para os modelos de Alto Reynolds esta ainda é uma região de recirculação. Há ainda uma diferença efetiva entre as predições dos modelos de Alto Re tradicional e RNG, embora esta diferença seja menor que a existente na seção anterior.

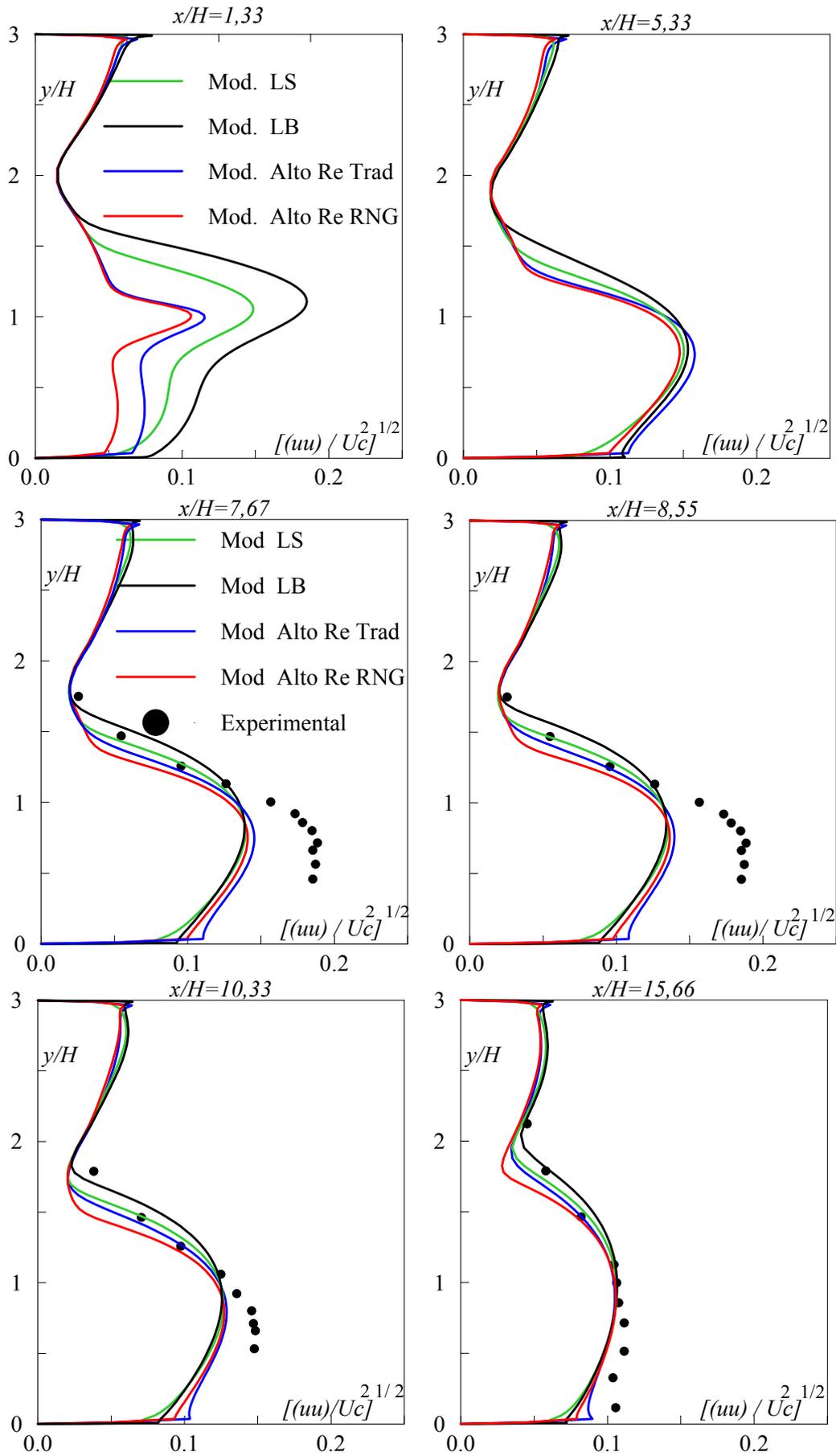


Figura 6.9 – perfil de intensidade de turbulência para seções seleccionadas

Já na zona de recuperação do escoamento, onde há dados experimentais disponíveis, verifica-se que os modelos de Alto Reynolds produzem maiores valores de intensidade de turbulência, na região abaixo de $y/H \approx 1,0$, em comparação aos modelos de Baixo Reynolds. A situação se inverte na região compreendida entre $y/H \approx 1,0$ e $y/H \approx 1,75$, onde mais uma vez os maiores níveis de turbulência são produzidos pelos modelos de Baixo Reynolds. Com relação aos dados experimentais, verifica-se que, em todas as seções, os modelos sub-avaliam os níveis de intensidade de turbulência na região da parede ($y/H < 1,0$). A maior diferença dos modelos, para os dados experimentais, é observada nas seções imediatamente após o ponto de recolamento experimental ($x/H=7,67$ e $8,55$). Para $y/H > 1,0$, há uma boa concordância, em todas as posições, das predições dos modelos com o dado experimental.

A análise do conjunto de posições, mostra que, em todas as seções levantadas, os modelos de Lam-Brewhorst, Alto Re tradicional e Alto Re RNG apresentam um pequeno pico próximo a parede superior. No modelo de Launder-Sharma este pico está presente somente na seção $x/H=1,33$. No caso dos modelos de Baixo Reynolds, a utilização de malhas mais refinadas na região da parede reduziu, em todas as seções, o tamanho desse pico junto à parede superior, conforme pode ser visto na fig. (6.10). Quando foram utilizadas malhas sem o refinamento da sub-camada laminar, esse pico junto à parede superior tomou valores elevados (cerca de cinco vezes o valor da região da camada de cisalhamento). O modelo RNG retorna um menor nível de intensidade de turbulência, sendo a diferença para o tradicional mais acentuada na zona de recirculação (seções $x/H=1,33$ e $x/H=5,33$) e próximo a parede inferior. Os modelos de Baixo Re geram perfis idênticos aos do modelo κ - ε de Alto Reynolds tradicional na região ao redor de $y/H=2,0$.

Conforme já foi citado acima, a fig. (6.10) faz uma comparação dos perfis de intensidade de turbulência gerados pelos modelos de Baixo Reynolds, com as malhas 200×110 e 200×100 . Verifica-se a inconsistência dos perfis na região da parede superior, indicando a importância da resolução da sub-camada laminar no caso desses modelos. Na região da parede inferior, as maiores diferenças estão próximas a parede vertical do salto, região de recirculação (fig. 6.4). Contudo, as diferenças neste caso são bem menores. Registre-se, ainda, que as predições com a

malha 200×118 reduziram levemente o valor dos picos, em relação as previsões com a malha 200×110 , sem, porém, eliminá-los. Situação inversa, ocorreu com as malhas uniformes em y . Neste caso o pico foi ainda maior, em ambas as paredes.

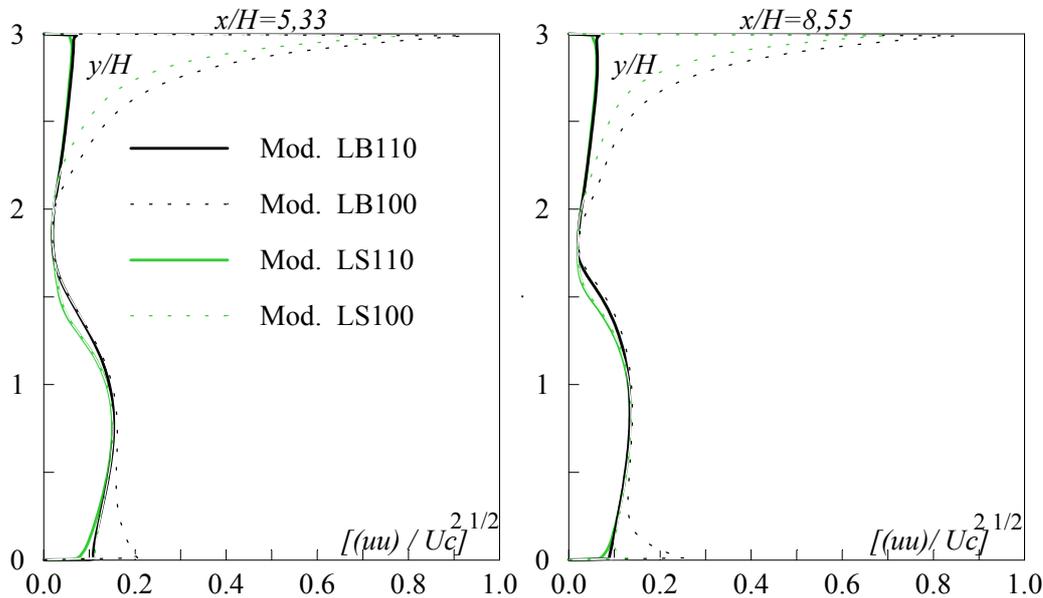


Figura 6.10 – Comparação do perfil de intensidade turbulenta dos modelos de Baixo Re obtidos com malhas 200×100 e 200×110

Os perfis da tensão cisalhante turbulenta ($\overline{u'v'}$), normalizados por U_c^2 , são comparados aos dados experimentais de Kim et al. (1980) na fig. (6.11). Utilizou-se as mesmas seções, a jusante do salto, da intensidade de turbulência (fig. 6.8). Observa-se que, para todas as seções, o perfil anula-se em um ponto acima do salto ($y/H \approx 2$), tendo um máximo relativo junto à parede superior bem menor que o máximo relativo junto à parede inferior. Esta tendência do perfil anular-se próximo a $y/H = 2$ é confirmada pelos dados experimentais, demonstrando a correção das previsões dos modelos nesta região. A análise das diversas posições mostra que a forma do perfil de tensão turbulenta, acima do ponto onde ele se anula, praticamente mantém-se em todas as seções. Os modelos de Baixo Re geraram maiores tensões turbulentas em todas as seções, na parte do perfil compreendida entre $y/H = 1,0$ e o ponto onde este se anula. De um modo geral, pode-se dizer que o modelo de Alto Re RNG prediz menores níveis de tensão turbulenta que o modelo κ - ε tradicional de Alto Re.

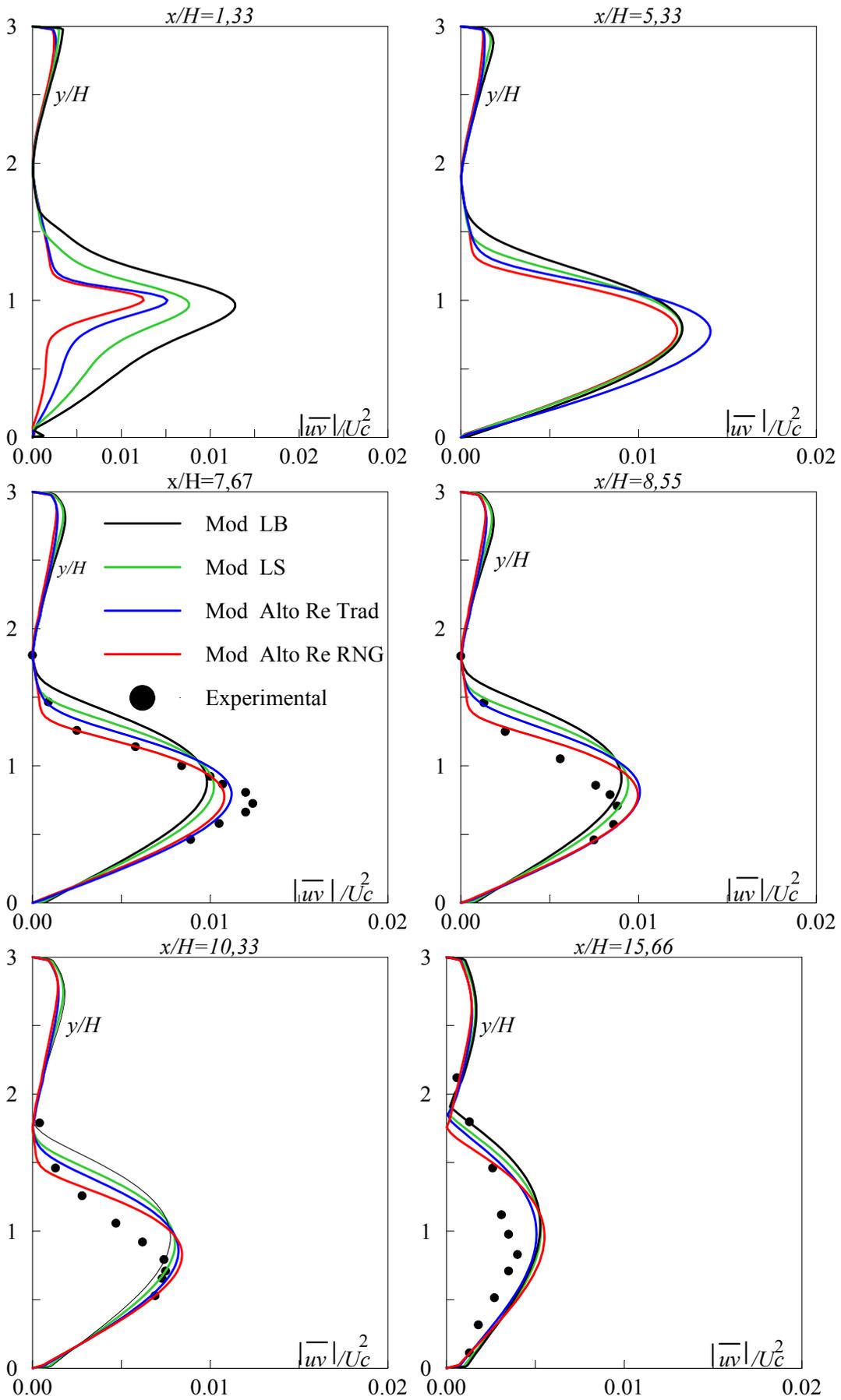


Figura 6.11 – perfil de tensão de turbulência para seções selecionadas

No início da região de recirculação ($x/H=1,33$) há uma grande diferença entre as predições dos modelos, para $y/H < 1,5$. O modelo de Law-Brewhorst prediz as maiores tensões turbulentas nesta posição, enquanto o modelo de Alto Re RNG os menores níveis. Esta observação confirma a análise do perfil de intensidade turbulenta, indicando que a menor região de recirculação predita pelos modelos de Baixo Re está diretamente ligada ao nível de tensão turbulenta e intensidade turbulenta preditas pelos referidos modelos.

Na posição $x/H=5,33$, é o modelo κ - ε de Alto Re tradicional que gera a maior tensão turbulenta, para $y/H < 1,0$. Porém, como no perfil de intensidade de turbulência, a comparação deve ser vista com restrições, pois é uma região de recirculação para os modelos de Alto Re, enquanto para os modelos de Baixo Re é a zona de recolamento e de início de recuperação do escoamento.

Na região de recuperação ($x/H=7,67, 8,55, 10,33$ e $15,66$), os modelos de Alto Re obtiveram maiores tensões turbulentas para $y/H < 1,0$. Observa-se ainda que na seção $x/H=15,66$, região de recuperação do escoamento mais afastada do ponto de recolamento, o perfil tem um padrão semelhante para as partes acima e abaixo do ponto onde ele se anula. Da comparação com o experimental, verifica-se que os modelos geraram maiores tensões cisalhantes turbulentas ($\overline{u'v'}$) em praticamente todas estas posições. A exceção é a região ao redor da tensão turbulenta máxima da seção $x/H=7,67$. Como no caso da intensidade de turbulência ($\overline{u'u'}$), o valor máximo dos modelos sempre está mais afastado da parede inferior que o máximo do experimental.

A análise do comportamento dos perfis, nas regiões limites das paredes, mostrou que as tensões turbulentas dos modelos de Baixo Re são maiores do que as dos modelos de Alto Re, nestas regiões.

Uma comparação dos perfis de tensão de turbulência gerados pelos modelos de Baixo Reynolds, com as malhas 200×110 e 200×100 , em duas posições ($x/H=5,33$ e $8,55$), é realizada na fig. (6.12). Novamente, na região da parede superior, há uma certa inconsistência dos perfis. No caso do perfil de intensidade de turbulência, o problema restringia-se ao valor quantitativo do perfil no limite da parede. Aqui a inconsistência do perfil refere-se a forma que o perfil toma na mesma região. Mais uma vez, tem-se uma indicação da importância da resolução da sub-camada laminar no caso desses modelos. Registre-se, ainda, que as

predições com a malha 200×118 foram praticamente idênticas as predições com a malha 200×110 .

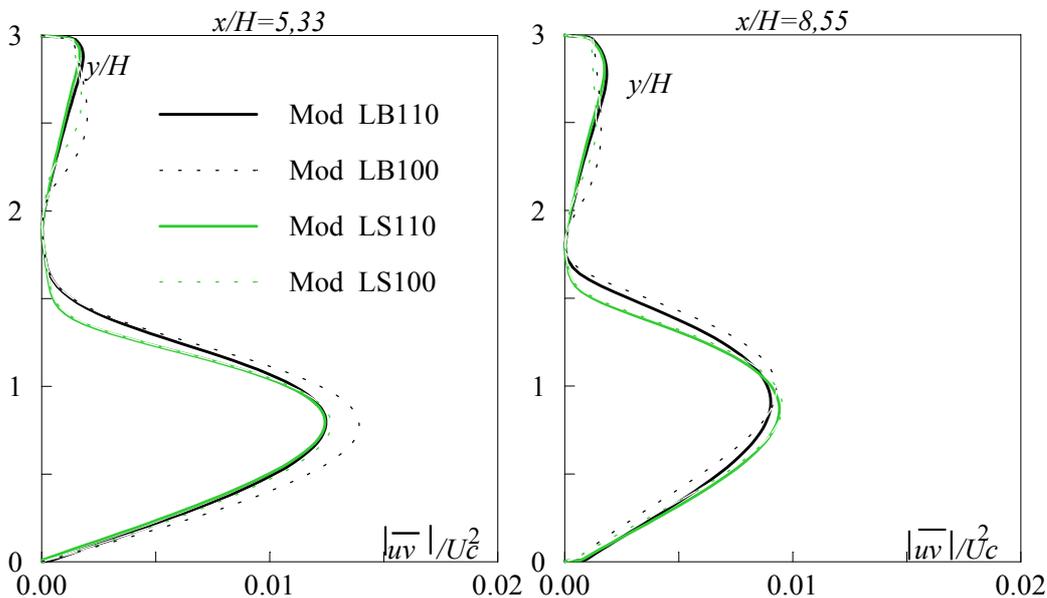


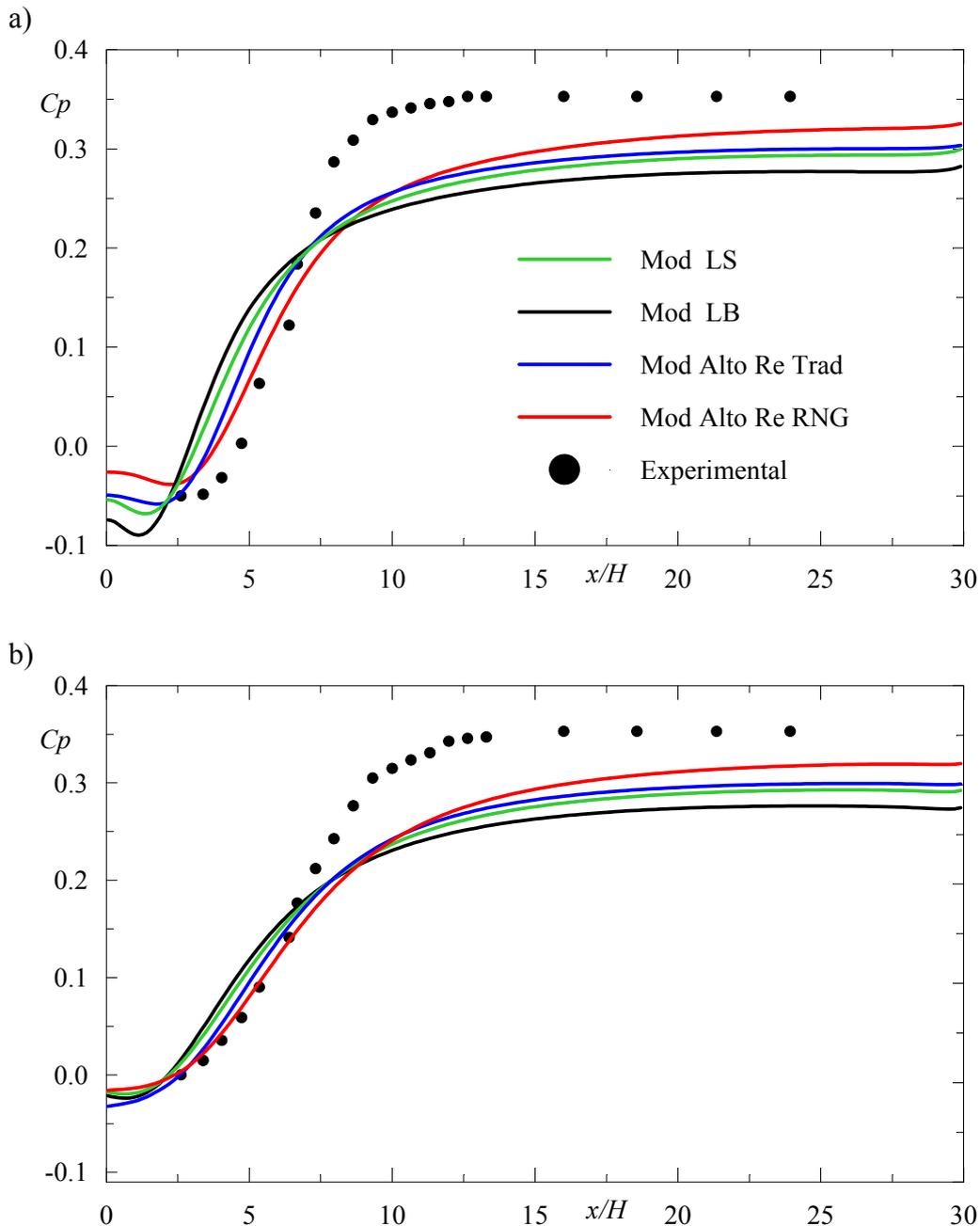
Figura 6.12 – Comparação do perfil de tensão turbulenta dos modelos de Baixo Re obtidos com malhas 200×100 e 200×110

Da análise das fig. (6.9) e (6.11), referentes ao perfil da intensidade de turbulência ($\overline{u'u'}/U_c^2$) e do perfil da tensão cisalhante turbulenta ($\overline{u'v'}/U_c^2$), respectivamente, verificou-se que o modelo renormalizado obteve os menores níveis de intensidade e tensão turbulenta, consistente com a maior região de recirculação, apresentada pelo modelo, e com sua proposta teórica de um coeficiente de transporte difusivo turbulento menor. Em contrapartida, o modelo de Baixo Reynolds de Lam-Brewhorst, que obteve a menor região de recirculação, foi o que gerou os maiores níveis de intensidade e tensão turbulenta. Observou-se ainda que os modelos obtiveram um nível insuficiente de tensão de Reynolds ($\overline{u'u'} + \overline{u'v'}$) próximo a parede na região de recuperação ($\overline{u'v'} \approx \text{experimental}$ e $\overline{u'u'} \ll \text{experimental}$). É esta discrepância em relação ao experimental que faz com que os modelos tenham uma taxa insuficiente de recuperação do escoamento.

Para analisar a distribuição de pressão nas paredes, introduziu-se a definição para o coeficiente de pressão como:

$$C_p = 2(P - P_c) / (\rho U_c^2) \quad (6.4)$$

onde P_c é a pressão sobre a linha de centro do canal de entrada e U_c velocidade média no tempo sobre a linha de centro do canal de entrada. As variações do coeficiente de pressão obtidas pelos modelos, tanto para a parede superior como inferior, na região após o salto, são comparadas, na fig. (6.13), aos dados experimentais de Eaton & Johnston (Thangam & Speziale, 1992). Ambos os modelos de Alto Reynolds reproduzem melhor o comportamento dos dados experimentais na região da recirculação, tendo o renormalizado um



comportamento ainda melhor (fig. 6.13a). Nenhum modelo, tanto os de Baixo Re como os de Alto Re, foi capaz de representar a rápida variação do coeficiente de pressão, que ocorre na zona de recolamento e na região de recuperação do escoamento. Enquanto os modelos de Baixo Re e o modelo κ - ε de Alto Re tradicional mostram um coeficiente de pressão constante somente na região em torno de $x/H \approx 20$, os dados experimentais se mostram constantes a partir de $x/H \approx 13$. O modelo RNG apresenta um gradiente de pressão não nulo em praticamente todo o domínio. A discrepância dos resultados em relação aos dados experimentais, na região de recuperação do escoamento, onde os modelos tem uma taxa insuficiente de recuperação da pressão, é consequência direta da também insuficiente recuperação do movimento nesta região pelos modelos, como foi visto na análise do perfil de velocidade.

Da mesma forma como na parede inferior, é o modelo de Alto Re RNG que obtém o melhor resultado, para o coeficiente de pressão na parede superior. A distribuição de pressão ao longo da parede superior obtida com o modelo de Launder-Sharma, apresenta um comportamento bem próximo ao do modelo κ - ε de Alto Re tradicional, assim como o predito para a parede inferior. O pior resultado ao longo da superfície superior, assim como ao longo da superfície inferior, corresponde ao predito pelo modelo de Lam-Brewhorst. Mais uma vez, os modelos se mostraram incapazes de recuperar rapidamente os níveis de pressão, após o recolamento do escoamento. Repetindo o resultado da parede inferior, em $x/H \approx 13$, os dados experimentais mostram que o nível pressão já foi recuperado, enquanto os modelos de Baixo Re e o modelo κ - ε de Alto Re tradicional somente recuperam a pressão em torno de $x/H \approx 20$.

Por fim, cabe destacar que os resultados do coeficiente de pressão dos modelos de Baixo Re foram poucos sensíveis ao refinamento da sub-camada laminar.

O coeficiente de atrito (C_f) é definido como

$$C_f = 2u_\tau^2 / V_m^2 \quad (6.5)$$

onde u_τ é velocidade de atrito (eq. 3.19) e V_m velocidade média espacial na seção de entrada. Este coeficiente foi levantado, para ambos os modelos de Baixo Reynolds, na parede inferior após o salto. Para os modelos de Alto Re utilizou-se

a lei da parede de duas camadas (Apêndice A). As variações deste coeficiente são importantes para identificar a localização das regiões de recirculação (principal e secundária) e refletem a precisão da predição do processo difusivo junto à parede, os quais são de relevância especial no contexto da transferência de calor. Na fig. (6.14), os resultados obtidos pelos modelos são representados. Infelizmente, uma comparação quantitativa das predições do coeficiente de atrito com resultados experimentais não pode ser realizada, uma vez que não há dados disponíveis na literatura, para o número de Reynolds utilizado neste trabalho. Da análise desta figura, verifica-se a acentuada diferença de predição do ponto de recolamento e da região de recirculação principal, obtidos pelos modelos. Os modelos de Baixo Re não só predizem regiões de recirculação menores, como altos valores do coeficiente de atrito nesta região. Os piores resultados são obtidos pelo modelo de Lam-Brewhorst. Também se observa, da citada figura, uma pequena região de recirculação secundária nos modelos de Alto Re, a qual é ligeiramente melhor no modelo RNG. Nota-se que a tensão negativa, associada a recirculação principal, começa no modelo renormalizado ($x/H \approx 0,3$) depois de já ter começado no modelo tradicional ($x/H \approx 0,2$). A região de recirculação secundária é caracterizada pela presença de tensões positivas, as quais são muito pequenas para os modelos e conseqüentemente não se tornam visíveis na escala do gráfico. Os modelos de

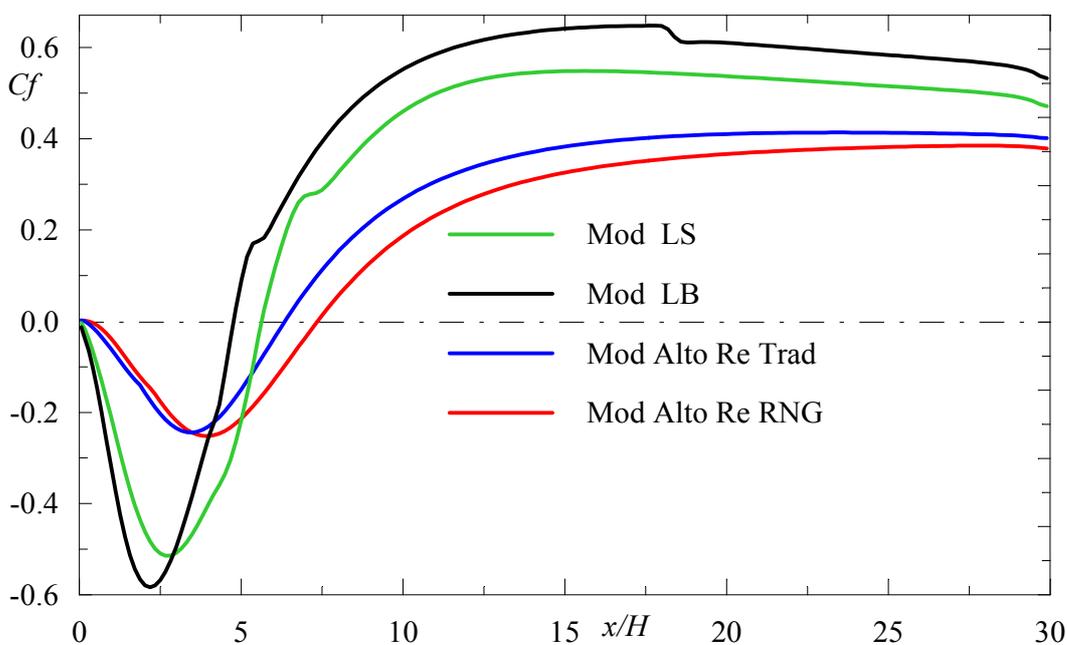


Figura 6.14 - Comparação do coeficiente de atrito na parede inferior , após salto.

Baixo Re não predizem essa região de recirculação secundária. Estes modelos apresentam uma mudança na declividade da curva, no início da região de recuperação do escoamento. O modelo de Lam-Brewhorst ainda prediz uma variação acentuada da curva, ao redor de $x/H \approx 18$. Estas mudanças bruscas na curva do coeficiente de atrito não foram geradas pelos modelos de Baixo Re, quando estes foram empregados com as malhas 200×100 e 200×118 , conforme fig. (6.16).

Já na fig. (6.15), o coeficiente de atrito C_f , normalizado pelo coeficiente de atrito ($C_{f\infty}$) da região final do canal, próxima a saída do domínio, é comparado aos dados experimentais de Driver & Seegmiller (1985). A coordenada axial é normalizada em relação ao ponto de recolamento (X_r). Verifica-se da análise desta figura que nesta situação as diferenças entre as predições dos modelos de Alto Re são reduzidas e ambas as soluções estão próximas aos dados experimentais, embora o modelo RNG tenha a tendência de os representar ligeiramente melhor. Por este gráfico, no início da recuperação do escoamento, os modelos de Baixo Re apresentam boas predições. Porém, este resultado não se repete em todo domínio.

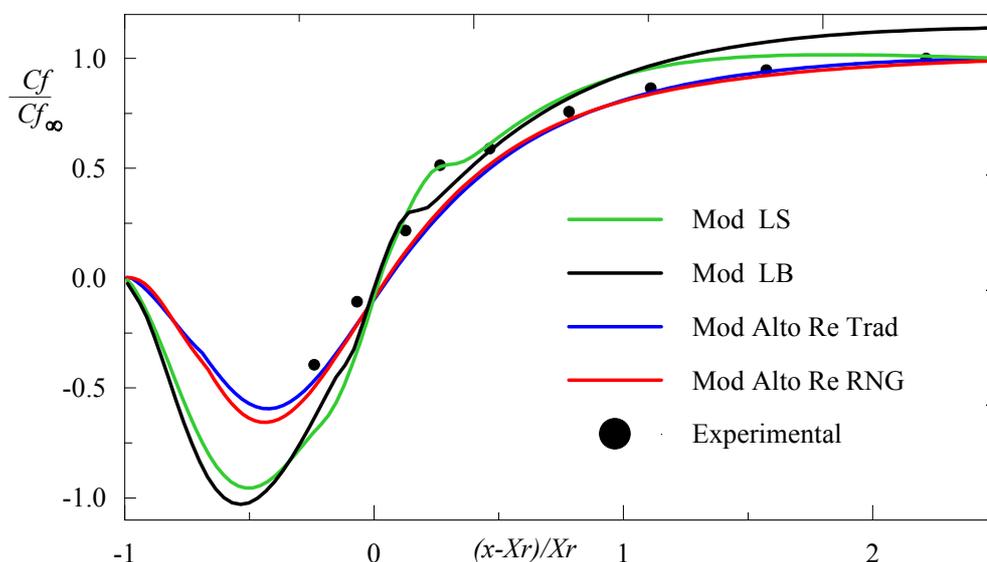


Figura 6.15 – Coeficiente de atrito normalizado, na parede inferior após salto .

É mostrado na fig. (6.16) as diferentes predições dos modelos de Baixo Re, quanto ao coeficiente de atrito, para as malhas 200×100 , 200×110 e 200×118 . Verifica-se que, com a malha não refinada na sub-camada laminar, foram gerados

menores níveis do coeficiente de atrito. Além disso, com essa malha os modelos apresentam curvas sem variações acentuadas da declividade. Verifica-se também como as regiões de recirculação são mais sub-avaliadas, quando a malha 200×100 é utilizada com os modelos de Baixo Reynolds. Outra observação é que os níveis do coeficiente de atrito na região de recirculação, obtidos com a malha 200×100 , são bem semelhantes aos do modelo κ - ε de Alto Re tradicional. Entretanto, na região de recuperação do escoamento, os modelos de Baixo Reynolds, com esta malha menos refinada, apresentam uma pior taxa de recuperação do coeficiente. Já na metade final do domínio, a curva tem uma declividade inversa a da malha 200×110 .

Registre-se, ainda, que os resultados obtidos com a malha 200×118 , embora preservem aspectos gerais das curvas geradas com a malha 200×110 , eliminam as variações bruscas de declividade existentes nestes resultados, conforme pode ser visto na fig (6.16). As curvas obtidas com a malha 200×118 se mostram mais homogêneas em todo o domínio. É importante salientar, entretanto, que as regiões de recirculação e os valores do coeficiente de atrito na região final do canal foram preservados.

Face os resultados obtidos com os modelos de Baixo Reynolds, na solução do escoamento separado, tipo “backstep”, em alto número de Reynolds, as

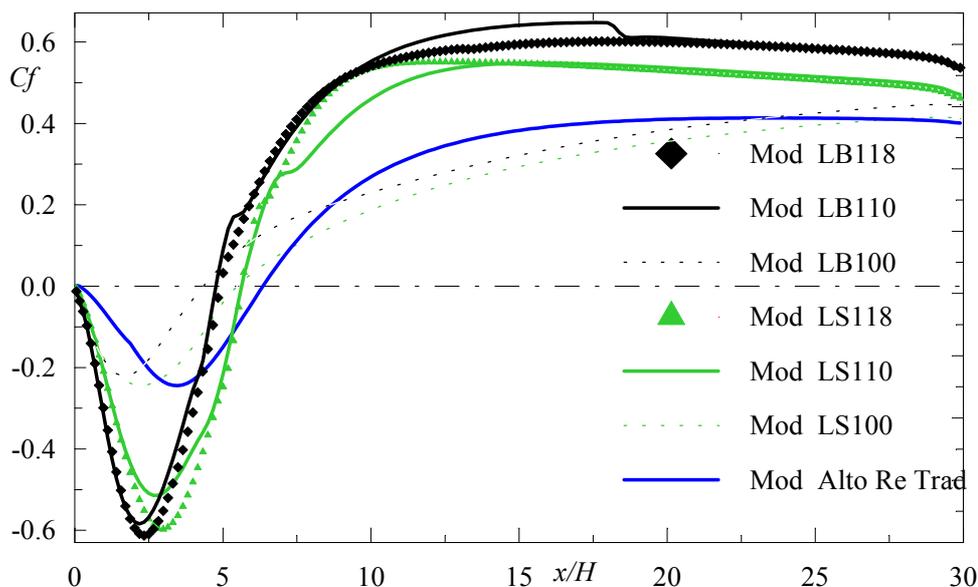


Figura 6.16 - Comparação do coeficiente de atrito na região após o salto, para diversos tipo de malha

dificuldades numéricas apresentadas pelo modelo Lam-Brewhorst, além das suas inconsistências assintóticas, e a tese defendida por Chen et al. (1998) sobre a modelagem do termo do gradiente de pressão da equação da energia cinética turbulenta estar diretamente ligada a capacidade dos modelos de Baixo Reynolds predizerem escoamentos separados, duas decisões foram tomadas, nesta fase do trabalho:

- i) Abandonar o uso do modelo de Law- Brewhorst;
- ii) Realizar um estudo da influência da modelagem do termo do gradiente de pressão na predição dos modelos de Baixo Re em escoamentos separados.

O estudo da modelagem do termo do gradiente de pressão da equação da energia cinética turbulenta será realizado no item 6.4 deste capítulo. No próximo item, 6.3, será estudado a capacidade de predição do modelo de Baixo Re RNG, conforme proposto por Orszag et al. (1993) (eq. 3.83).

6.3. Avaliação Numérica do Modelo Renormalizado de Baixo Reynolds Escoamento de Alto Reynolds

Neste item pretende-se avaliar o modelo κ - ε renormalizado (RNG), como proposto por Orszag et al. (1993) e apresentado no item 3.4.4 deste trabalho. Os autores afirmaram que a viscosidade efetiva (eq. 3.83), redefinida aqui:

$$\nu_{er} \cong \nu \left[1 + \sqrt{\frac{C_\mu}{\nu}} \frac{\kappa}{\sqrt{\varepsilon}} \right]^2 \quad (6.6)$$

permite que as equações de transporte de κ e ε sejam aplicadas nas regiões de baixo número de Reynolds, sem uso de funções de parede ou amortecimento, desde que o inverso do número de Prandtl fosse obtido pela eq. (3.82), a qual é reproduzida aqui:

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha + 2,3929}{\alpha_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\nu}{\nu_{er}} \quad (6.7)$$

Os autores alegam que ν_{er} e α variam lentamente, de valores moleculares a valores completamente turbulentos, de acordo com o número de Reynolds efetivo e, conseqüentemente, as equações de transporte de κ e ε teriam um efeito natural de amortecimento na região da parede.

Entretanto, conforme já foi mostrado neste trabalho (item 3.4.4), na derivação da eq. (6.6), foi introduzida a hipótese que $\nu_{er} \gg \nu$, o que, em tese, invalida o uso da equação na região de baixo número de Reynolds.

Por outro lado, a decomposição da viscosidade efetiva proposta, nas parcelas molecular e turbulenta, eq. (3.90), leva a definir a viscosidade turbulenta como sendo:

$$\nu_t = C_\mu \kappa \left[\frac{\kappa}{\varepsilon} + \frac{2}{\sqrt{C_\mu}} \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} \right] \quad (6.8)$$

De acordo com esta expressão, pode-se dizer que a escala de tempo do modelo é:

$$\tau = \left[\frac{\kappa}{\varepsilon} + \frac{2}{\sqrt{C_\mu}} \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} \right] \quad (6.9)$$

Assim, o modelo proposto por Orszag et al., (1993), diferencia-se do modelo κ - ε de Alto Re tradicional na definição da escala de tempo, na inclusão do termo R na equação de ε , na definição do número de Prandtl turbulento das equações de κ e ε e na definição das constantes do modelo.

Pode-se verificar prontamente que a escala de tempo definida pela eq. (6.9) é maior que a escala de tempo do modelo κ - ε de Alto Re tradicional (κ/ε), em todo o domínio. Isto significa que o modelo proposto por Orszag et al. (1993) deveria, em tese, ser representativo de maiores turbilhões, em comparação ao modelo κ - ε tradicional. Se isto for verdade, o modelo somente poderá ser empregado no núcleo turbulento e não em regiões de baixo número de Reynolds.

A questão então que permanece aberta é até onde as outras diferenças introduzidas no modelo (novo termo R , número de Prandtl variável e menores valores das constantes) poderão se contrapor a esse aumento da escala de tempo,

permitindo ao modelo ter uma boa capacidade de predição. Deste modo, o grande objetivo deste item é verificar a capacidade de predição do modelo RNG, conforme proposto por Orszag et al. (1993).

Por simplicidade e de acordo com a proposta original (Orszag et al., 1993), o modelo será identificado neste trabalho como modelo RNG Baixo Re.

Mais uma vez, considerando as vantagens desse escoamento complexo, o modelo foi empregado na predição do escoamento de Alto Reynolds em canal de placas planas infinitas com salto de área em expansão (“*backward facing step*”).

Como no item anterior, o problema considerado é o escoamento em regime permanente, homogêneo na direção z e bidimensional (x,y) nas propriedades médias, de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com salto de área em expansão e o número de Reynolds $1,32 \times 10^5$. Repetiu-se integralmente a configuração utilizada anteriormente (fig. 6.1). As predições do modelo foram comparadas com dados experimentadas (Kim et al., 1980) e com resultados numéricos obtidos com os modelos κ - ε tradicional e κ - ε RNG de Alto Reynolds (Yakhot et al., 1992).

Na entrada do canal, especificou-se os perfis de velocidade média horizontal (\bar{u}), de energia cinética de turbulência (κ) e da taxa de dissipação de energia cinética de turbulência (ε). Estes perfis foram obtidos do cálculo de escoamento hidrodinamicamente desenvolvido em canal de placas planas e infinitas. Estes perfis são os mesmos das simulações realizadas no item anterior deste capítulo. Como condição de contorno na seção de saída, adotou-se a hipótese de difusão nula.

Nas paredes, várias condições de contorno foram testadas, a fim de se verificar, sob quais condições, o modelo RNG Baixo Re obteria os melhores resultados. Inicialmente, o modelo foi empregado com a lei da parede de duas camadas (Apêndice A) e o número de Prandtl turbulento das equações de κ e ε constante (0,71942). Esta simulação numérica visou comparar a influência direta do uso das diferentes escalas de tempo no modelo renormalizado. A seguir, como a viscosidade efetiva, eq. (6.6), é suposta ser válida em todo o campo de escoamento (Orszag et al., 1993), várias condições de parede, freqüentemente empregadas com os modelos de baixo número de Reynolds, foram utilizadas, com o número de Prandtl turbulento constante e também com este sendo obtido da eq.

(6.7). Estas condições de contorno encontram-se resumidas na tabela (6.2) e, por simplicidade, passarão a ser referenciadas no texto como CC1, CC2 e CC3. Já a lei da parede de duas camadas será referenciada por LP.

Condições de Contorno	u e v	κ	ε
CC1	0	0	$\left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right _w = 0$
CC2	0	0	$\varepsilon_w = \nu \frac{\partial^2 \kappa}{\partial y^2}$
CC3	0	0	$\varepsilon_w = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{\kappa}}{\partial y} \right)^2$

Tabela 6.2 – Condições de Contorno para modelo RNG Baixo Re

Nesta fase do trabalho foram utilizadas as malhas não uniformes 200×100 e 200×110 , conforme esquematizadas no item anterior (fig. 6.2). A solução com a lei da parede foi obtida somente com a malha 200×100 e com o número de Prandtl turbulento constante, enquanto as outras condições de contorno foram utilizadas tanto com a malha 200×100 , como com a malha 200×110 . Cada uma das condições de contorno (CC1, CC2 e CC3) foi empregada duas vezes em cada uma das malhas, sendo uma com número de Prandtl turbulento variável (eq. 6.7) e a outra constante. Deve-se, entretanto, registrar que os melhores resultados foram obtidos com a malha 200×100 e número de Prandtl turbulento constante. Na verdade, as soluções com a malha 200×110 apresentaram severas inconsistências, como será mostrado mais adiante (fig. 6.24). Por esse motivo, serão apresentados principalmente os resultados preditos com a malha 200×100 .

Para a convergência da solução numérica, controlou-se os resíduos da equação da continuidade e das equações de conservação de todas as outras variáveis. O resíduo da equação de conservação de massa é dado pelo termo fonte da equação de correção da pressão (eq. B.81), enquanto, para as outras equações de conservação, novamente foi definido pela eq. (6.2)

A solução foi considerada convergida, quando o resíduo da equação de massa foi inferior a 10^{-12} e, no caso das outras equações, quando o resíduo normalizado pelo resíduo inicial foi inferior a 10^{-5} em todas as equações.

O esforço computacional do modelo RNG Baixo Re, no caso da malha 200×100 , manteve-se praticamente constante com as várias condições de contorno (CC1, CC2, CC3 e LP), sendo em média de 40% maior que o do modelo RNG de Alto Re e 60% maior que o κ - ϵ de Alto Re tradicional. A inclusão do cálculo do número de Prandtl turbulento não acarretou significativa variação no esforço computacional do modelo. Já no caso da malha 200×110 , o modelo teve algumas dificuldades de convergência, quando utilizado juntamente com as condições de contorno CC1 e CC2.

Por fim, deve-se registrar que talvez as dificuldades de convergência e as péssimas predições do modelo RNG Baixo Re, quando empregado com a malha mais refinada na região da parede juntamente com as condições de contorno CC1 e CC2, sejam conseqüência direta do modelo não possuir um comportamento assintótico correto no limite da parede e das referidas condições de contorno também apresentarem dificuldades nessa região.

As predições da extensão da região de recirculação são comparadas, na tabela (6.3), ao resultado experimental de Kim et al. (1980) e as predições dos modelos de Alto Re. Nos resultados referentes ao modelo RNG Baixo Re, são exibidos dois valores. O primeiro corresponde ao número de Prandtl turbulento constante, enquanto o segundo foi obtido com o número de Prandtl turbulento calculado da eq. (6.7). Da análise da tabela, verifica-se que todas as soluções obtidas com o modelo RNG Baixo Re sub-predizem excessivamente a região de recirculação em relação ao resultado experimental. Interessante notar que o

Experimental Kim et al. (1980)	κ - ϵ Alto Re	κ - ϵ RNG	RNG Baixo Re e LP	RNG Baixo Re e CC1	RNG Baixo Re e CC2	RNG Baixo Re e CC3
7,0	6,0	7,0	5,8	4,6 4,2	4,6 4,1	4,7 4,3

Tabela 6.3 - Ponto de recolamento (X_r/H)

melhor resultado foi alcançado com o uso da lei da parede e número de Prandtl turbulento constante, embora a introdução da viscosidade efetiva, como proposta por Orszag et al. (1993), eq. (6.6), tenha tornado o resultado do modelo RNG até mais pobre que o predito pelo modelo κ - ε de Alto Re tradicional. Houve uma incorreta redução, de mais de 15%, na extensão da região de recirculação predita pelo modelo RNG, quando a nova escala de tempo foi empregada (eq. 6.6). Entre as várias combinações típicas de modelos de Baixo Re, a combinação malha 200×100 , condição de contorno CC3 e número de Prandtl turbulento constante (0,71942) foi a que obteve o melhor resultado ($X_r/H=4,7$).

Com qualquer uma das combinações malha, condições de contorno e número de Prandtl turbulento, o modelo RNG Baixo Re não foi capaz de prever a existência da região de recirculação secundária. Mesmo quando o modelo foi empregado como modelo de Alto Re, sendo somente alterada a escala de tempo, a região de recirculação secundária (sentido anti-horário), que havia sido predita pelo modelo RNG de Alto Re na forma original (Yakhot et al., 1992), foi completamente suprimida, conforme pode ser visto da fig. (6.17). Nesta figura estão representados os perfis de velocidade axial, na seção $x/H=0,1003$, dos modelos de Alto Re e do modelo RNG Baixo Re com as condições de contorno LP e CC3.

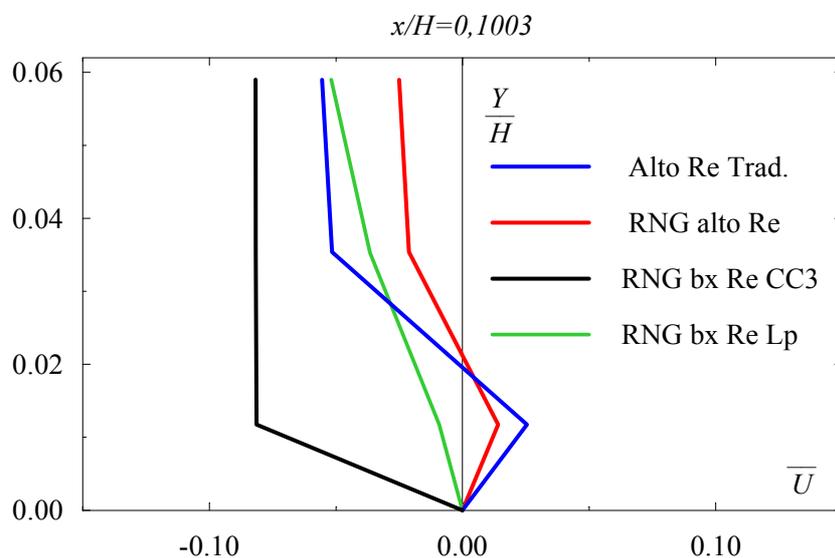


Figura 6.17 – Estudo comparativo do perfil de velocidade axial (u) na região da recirculação secundária ($x/H=0,1003$).

As viscosidades efetivas geradas pelo modelo RNG de Orszag et al. (1993), quando empregado com a lei da parede e com a condição de contorno CC3, são comparadas com a gerada pelo modelo RNG de Alto Re (Yakhot et al., 1992), na

fig. (6.18) Estas combinações(LP e CC3) foram seleccionadas por apresentarem os melhores resultados. Escolheu-se quatro posições, a partir do salto, para se realizar a comparação, sendo duas no interior da região de recirculação ($x/H=0,05$ e $x/H=2,5$) e duas na região de recuperação do escoamento ($x/H=10,06$ e $x/H=15,04$). Verifica-se dessa figura, que em todas as posições a viscosidade efetiva gerada pelo modelo RNG baixo Re foi maior que a produzida pelo modelo RNG de Alto Re. Fato que se repetiu em todas as simulações realizadas. A figura também revela que os menores níveis de viscosidade efetiva são gerados pelo modelo, quando este é empregado juntamente com a lei da parede.

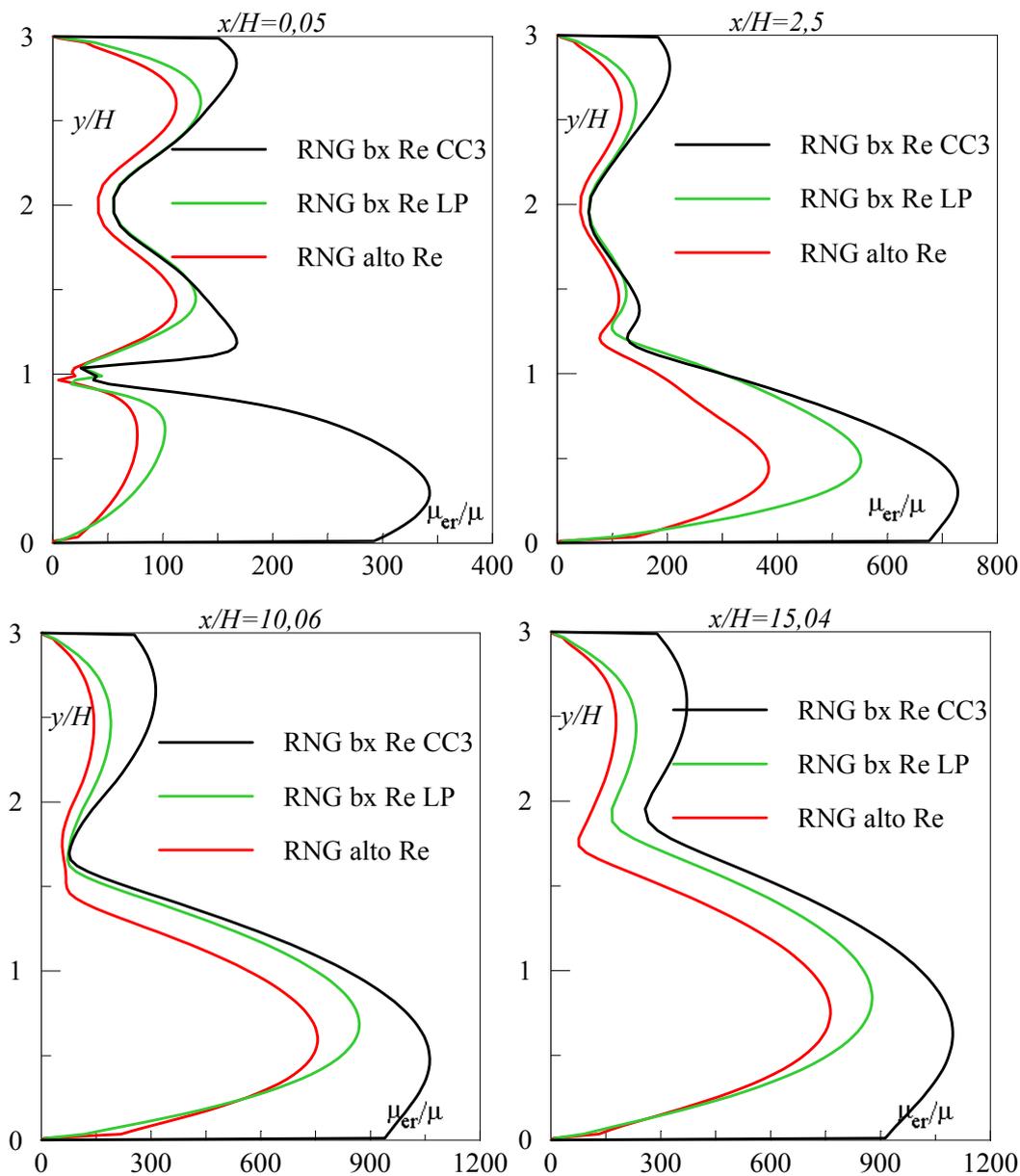


Figura 6.18– Comparação da viscosidade efetiva

Estes resultados confirmam a análise teórica anteriormente realizada. A equação da quantidade de movimento do modelo RNG Baixo Re torna-se muito mais difusiva, suprimindo flutuações e regiões de recirculação secundárias, além de fazer com que o modelo obtenha um ponto de recolamento prematuro. A expressão proposta por Orszag et al. (1993), eq. (6.6), anula assim os efeitos positivos da inclusão do termo R na equação da taxa de dissipação.

A seguir são comparados sucessivamente os perfis de velocidade, de intensidade de turbulência e de tensão cisalhante turbulenta. Foram utilizadas as mesmas seções selecionadas nos itens anteriores (fig. 6.5 e fig. 6.8). Todas as predições são comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980).

A fig. (6.19) apresenta a comparação dos perfis de velocidade médio, nas diversas posições selecionadas, obtidos com o modelo RNG Alto Re e RNG Baixo Re. A título de comparação também foram incluídas as predições do modelo κ - ε de Alto Re tradicional. Na posição $x/H=1,33$, verifica-se que, embora o modelo RNG Baixo Re gere maiores módulos de velocidade axial junto à parede (onde $u < 0$), a posição da sub-camada de cisalhamento, neste modelo, está mais próxima a parede que a posição experimental e a predita pelo modelo RNG de Alto Re. Mesmo o modelo κ - ε de Alto Re tradicional prediz uma camada de cisalhamento mais próxima da posição experimental. Na zona imediatamente acima da camada de cisalhamento, os perfis preditos pelo modelo RNG Baixo Re estão mais afastados dos dados experimentais que os dos modelos de Alto Re. Já na região da parede superior, o modelo de Baixo Re acoplado a condição de contorno CC3 produz velocidades muito maiores que as outras predições. A forma do perfil neste caso é totalmente diferente daquela obtida com os modelos de Alto Re. Esta inconsistência do perfil permanece em todas as posições levantadas. É interessante notar que, quando a lei da parede é utilizada com a proposta de Orszag et al. (1993), o perfil deixa de apresentar tal inconsistência. Neste caso, o perfil tem um comportamento bem próximo do predito pelo modelo κ - ε de Alto Re tradicional. O mesmo comportamento dos perfis observado na posição $x/H=1,33$ se repete também na posição $x/H=2,67$. Novamente, o modelo RNG Baixo Re apresenta maiores módulos de velocidade junto à parede ($u < 0$) e uma menor espessura da zona de recirculação. Na zona acima da camada de cisalhamento, os modelos de Alto Re acompanham o comportamento do perfil

experimental, diferentemente do que ocorre com o modelo RNG Baixo Re.

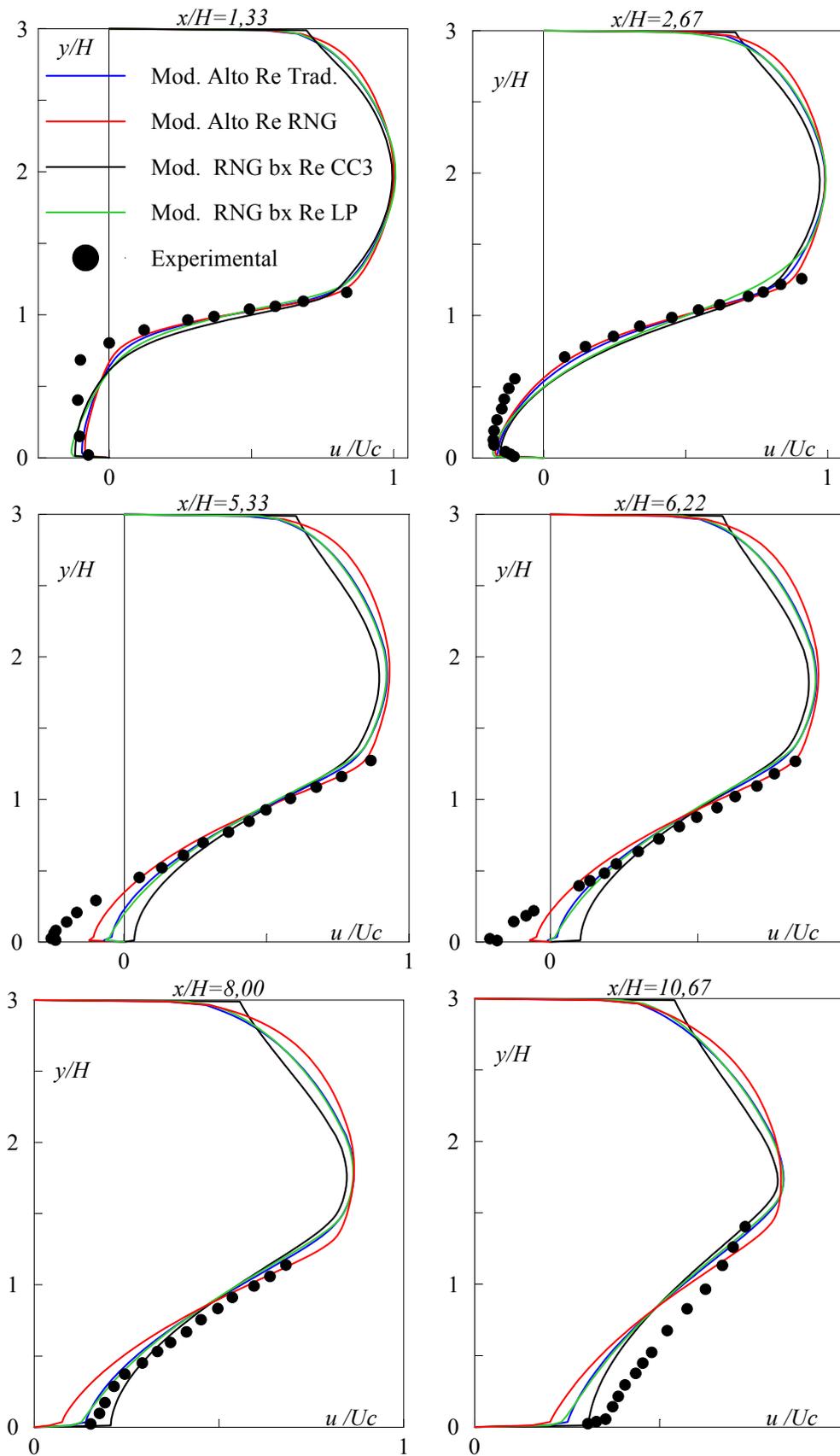


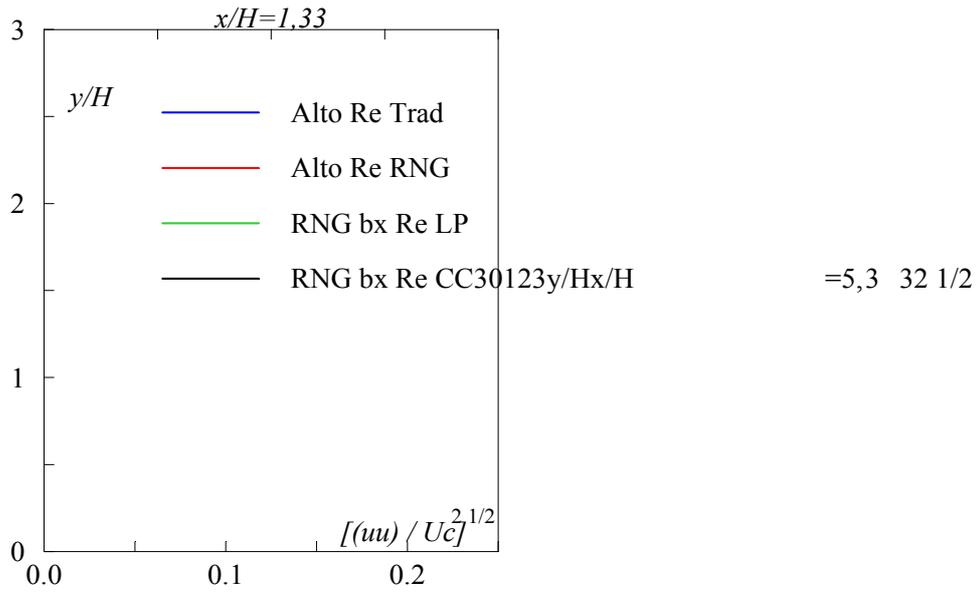
Figura 6.19 – Perfil de velocidade média em seções $x/H=1,33; 2,67; 5,33; 6,22; 8,00$ e $10,67$

Na seção $x/H=5,33$, todas as velocidades do modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3 são positivas indicando não haver mais recirculação principal nesta posição. As velocidades preditas pelos modelos RNG Alto Re, κ - ε de Alto Re tradicional e RNG Baixo Re acoplado a lei da parede são ainda negativas, junto à parede inferior, concordando com o resultado experimental. O perfil obtido pelo modelo RNG Baixo Re, acoplado a lei da parede, é bem semelhante ao predito pelo modelo κ - ε de Alto Re tradicional. Há uma pequena diferença entre estes modelos na região da camada de cisalhamento. A posição dessa camada no modelo RNG Baixo Re está levemente mais próxima a parede inferior. Na posição $x/H=6,22$, o perfil predito pelo modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3 já apresenta grandes velocidades positivas, junto à parede inferior, enquanto o resultado obtido pelo modelo com a lei da parede mostra um perfil de velocidade bem próximo de zero nessa região. Mais uma vez, o perfil do modelo RNG Baixo Re com a lei da parede é bem semelhante ao obtido pelo modelo κ - ε de Alto Re tradicional. Cabe destacar, que nesta seção as diferenças entre as previsões obtidas com os modelos RNG Alto Re e RNG Baixo Re com a lei da parede estão bem caracterizadas, mostrando como a inclusão da nova escala de tempo influenciou negativamente na capacidade de predição do modelo. O modelo RNG Baixo Re prediz um ponto de recolamento prematuro. A razão disso é a excessiva difusão na camada cisalhante, logo acima da zona de recirculação. O comportamento menos difusivo do modelo RNG de Alto Re, em relação ao modelo RNG Baixo Re com a lei da parede, é devido exclusivamente a maneira como se calcula a viscosidade efetiva. As vantagens do modelo RNG Alto Re, em relação ao modelo κ - ε de Alto Re tradicional, são consequência da inclusão do termo R na equação da taxa de dissipação (Niecele et al., 1996). Este termo aumenta o valor de ε na região de alta taxa de deformação e diminui o valor da energia cinética turbulenta (κ), levando a valores menores da viscosidade turbulenta (ν_t), de acordo com a eq. (3.2). Ao utilizar um coeficiente de transporte difusivo menor, a equação de conservação da velocidade média torna-se menos difusiva e consequentemente o modelo RNG de Alto Re produz uma região de recirculação maior. Essa característica positiva do modelo RNG de Alto Re, face ao modelo κ - ε de Alto Re tradicional, é perdida com a nova proposta de escala de tempo (Orszag et al., 1993). A eq. (6.6) leva a valores mais elevados no cálculo da viscosidade efetiva,

eliminando os efeitos do termo R , especialmente na camada cisalhante vizinha a zona de recirculação, como pode ser visto da comparação dos perfis preditos pelo modelo RNG Baixo Re e pelo modelo κ - ε de Alto Re tradicional.

A análise da região após o recolamento ($x/H=8,00$ e $x/H=10,67$) revela maior recuperação dos dados experimentais em relação aos modelos. A região de recuperação do escoamento parece ser melhor representada pelo modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3, mas isto é devido ao seu prematuro recolamento, que faz com que o modelo antecipe a recuperação do escoamento. Os modelos de turbulência, em sua maioria, têm uma insuficiente recuperação do escoamento, após o recolamento (Lien & Leschziner, 1994). Verifica-se ainda dessas curvas que as predições dos modelos κ - ε de Alto Re tradicional e RNG Baixo Re com lei da parede são, mais uma vez, bem semelhantes.

A intensidade de turbulência $(\overline{u'_i u'_i})^{1/2}$, normalizada pela velocidade U_c é apresentada na fig. (6.20). Da análise global da figura, verifica-se que o modelo RNG Baixo Re, com a condição de contorno CC3, é o que produz os maiores níveis de intensidade turbulenta em todas as posições. Já a intensidade turbulenta predita pelo modelo RNG Baixo Re, com a lei da parede, é a menor nas regiões das paredes, principalmente junto à parede inferior. A maior discrepância entre as predições dos modelos de Baixo Reynolds e as predições dos modelos de Alto Re se concentra na região de recirculação próximo a parede vertical do salto (seção $x/H=1,33$). No início da região de recuperação ($x/H=7,67$ e $x/H=8,55$) o modelo RNG Baixo Re parece representar melhor os dados experimentais, na parte do perfil acima de $y/H=1,0$. Entretanto, a medida que o perfil avança no domínio ($x/H=10,33$ e $x/H=15,66$), verifica-se que os resultados do modelo RNG Alto Re tendem a representar melhor os dados experimentais também na região acima da altura correspondente ao salto ($y/H \approx 1,5$). Além disso, deve-se sempre lembrar que o modelo RNG Baixo Re iniciou a recuperação do escoamento antes do modelo RNG Alto Re. Nas seções $x/H=1,33$ e $5,33$, as predições do modelo RNG Baixo Re, com a condição de contorno LP, é semelhante ao resultado do modelo κ - ε de Alto Re tradicional, diferenciando-se deste somente na região da parede. Nestas posições (região de recirculação) o modelo RNG Baixo Re LP gera valores de intensidade de turbulência maiores que o modelo RNG Alto Re. Infelizmente não há dados experimentais disponíveis nesta região.



Nas posições $x/H=7,67$ e $x/H=8,55$, início da recuperação do escoamento, o modelo RNG Baixo Re LP prediz maiores níveis de intensidade de turbulência, na região central do canal ($y/H \approx 1,5$), enquanto o modelo RNG Alto Re obtém maiores valores na região próxima a parede ($y/H < 1$). As mesmas observações podem ser feitas com respeito as posições $x/H=10,33$ e $x/H=15,66$.

Os perfis de tensão cisalhante turbulenta ($\overline{u'v'}$), normalizados por U_c^2 , estão expostos na fig. (6.21). Utilizou-se as mesmas seções, a jusante do salto, da intensidade de turbulência (fig. 6.8). A figura mostra que, de um modo geral, o modelo RNG Baixo Re gerou maiores tensões que o modelo RNG Alto Re em todas as posições. Novamente, as predições do modelo RNG Baixo Re, acoplado a lei da parede, e do modelo κ - ε de Alto Re tradicional são bem semelhantes. As maiores diferenças em relação ao RNG Alto Re situam-se na região de recirculação ($x/H=1,33$ e $5,33$) e na parte do perfil entre $y/H=1,0$ e $y/H=2,0$. A forma do perfil de tensão turbulenta, na região próxima a parede superior, praticamente mantém-se em todas as seções. As predições do modelo RNG Baixo Re, com a condição de contorno CC3, nesta região, são muito maiores que as obtidas com os outros modelos. Observa-se ainda que os modelos predizem maiores valores de tensão que os resultados experimentais. Além disso, o valor máximo dos modelos está mais afastado da parede que o máximo do experimental. Os resultados do modelo RNG Alto Re concordam melhor com os dados experimentais. Na seção $x/H=1,33$, região próxima a parede vertical do degrau, os modelos exibem um pico de tensão turbulenta, à altura do salto ($y/H=1,0$). No interior da zona de recirculação, encontra-se a maior diferença entre as predições dos modelos, sendo que o modelo RNG Baixo Re produz maiores níveis de tensão turbulenta que o modelo RNG de Alto Re. A mesma observação pode ser feita da análise da seção $x/H=5,33$. Já no início da recuperação do escoamento, seções $x/H=7,67$ e $x/H=8,55$, se verifica que as predições dos modelos são praticamente iguais na região da parede inferior ($y/H=0,5$). Ao redor da posição $y/H=1,0$, as maiores tensões turbulentas são preditas pelo modelo RNG Baixo Re, afastando-se do experimental. É interessante notar a semelhança dos resultados dos modelos RNG Baixo Re e κ - ε de Alto Re tradicional, nessa região ($x/H=7,67$ e $8,55$). Porém, na seção $x/H=15,66$, os perfis já se diferenciam em praticamente toda a seção transversal. Até o ponto onde o perfil de tensão turbulenta do modelo RNG Alto Re se anula é diferente dos outros.

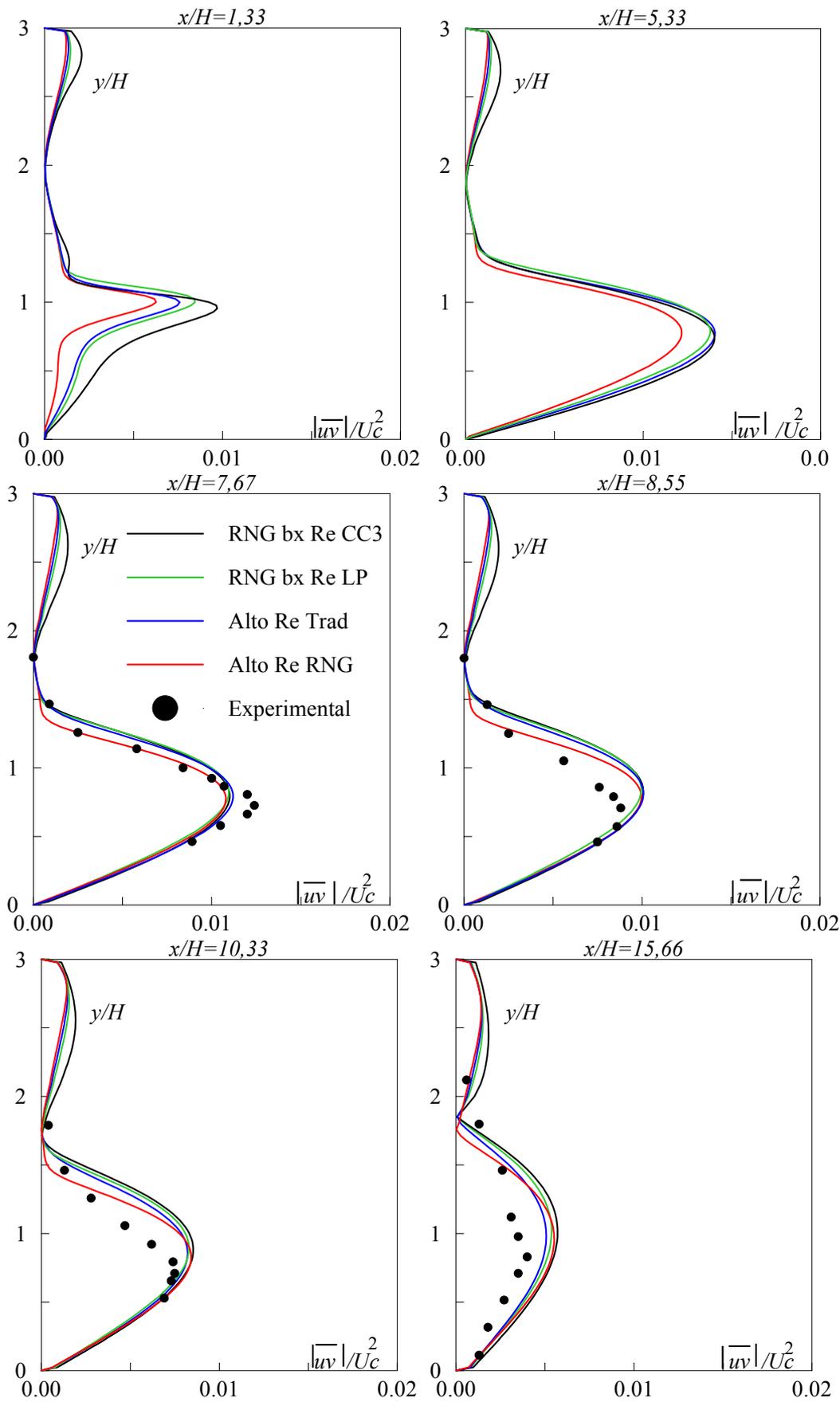


Figura 6.21 – perfil de tensão de turbulência para seções $x/H=1,33$; 5,33; 7,67; 8,55; 10,33 e 15,66

A distribuição de pressão nas paredes foi avaliada através do coeficiente de pressão, $C_p = 2(P - P_c) / (\rho U_c^2)$, como definido na eq. (6.3). A fig. (6.22) exibe a distribuição numérica do coeficiente de pressão (C_p) obtida pelos modelos, tanto na parede superior como na inferior, na região após o salto. As previsões dos modelos são comparadas aos dados experimentais de Eaton & Johnston (Thangam & Speziale, 1992). Da análise da figura, verifica-se que o modelo RNG Baixo Re (CC3 e LP) iniciou a recuperação do nível de pressão bem antes dos dados experimentais e dos modelos RNG e κ - ϵ tradicional de Alto Re.

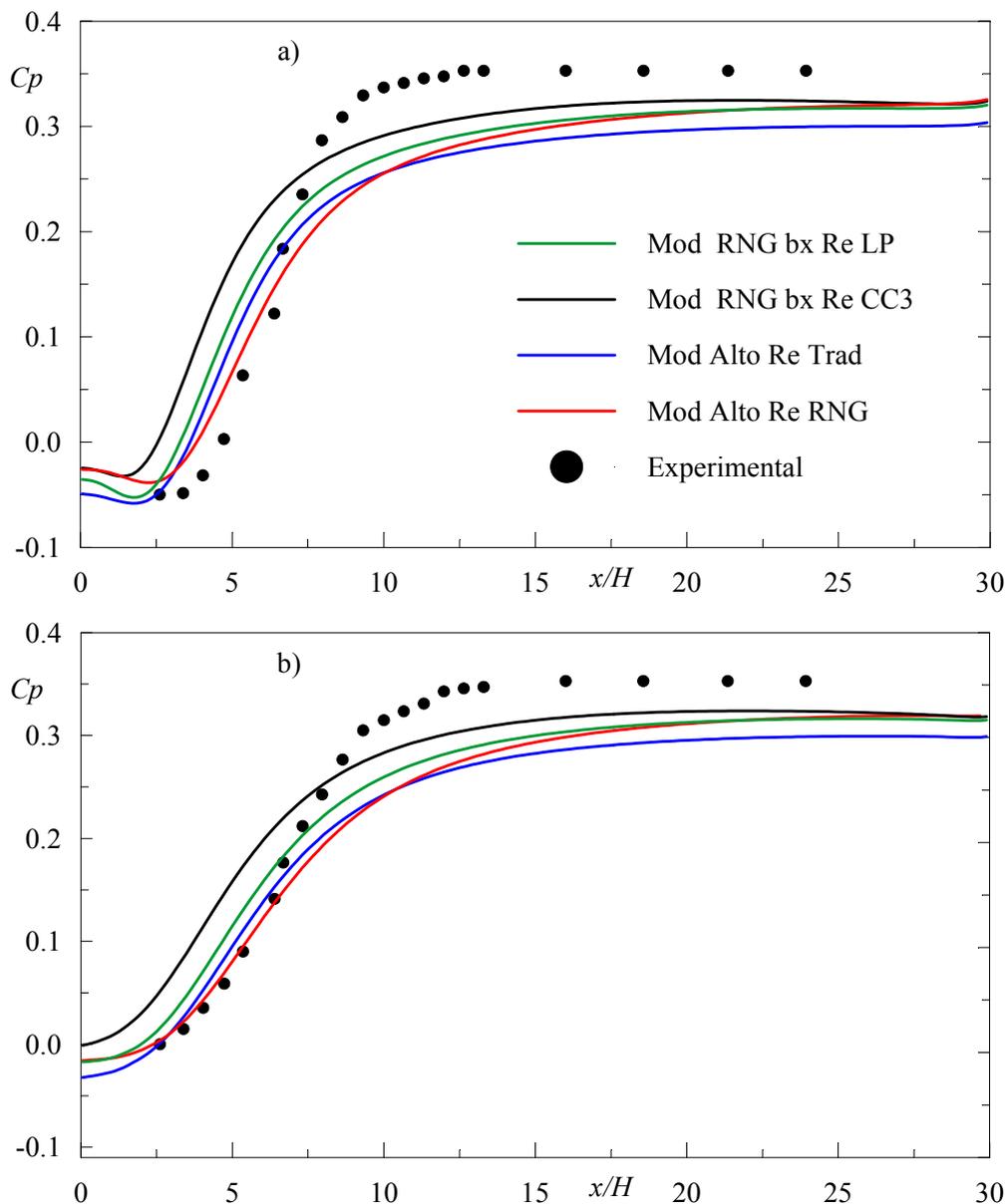


Figura 6.22 – Coeficiente de pressão (C_p): a) parede inferior; b) parede superior

Ambos os modelos de Alto Reynolds (RNG e tradicional) reproduzem melhor o comportamento dos dados experimentais na região de recirculação.

Entretanto, nenhum dos modelos, tanto o RNG Baixo Re como o de Alto Re, foi capaz de representar a rápida variação do coeficiente de pressão, que ocorre na zona de recolamento e na região de recuperação do escoamento. A enorme diferença existente nas previsões dos modelos RNG de Alto Re e Baixo Re expõe a importância da definição da escala de tempo de turbulência, no contexto dos modelos de viscosidade turbulenta de duas equações.

A distribuição do coeficiente de pressão na parede inferior predita pelo modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3, malhas 200×100 e 200×110 e número de Prandtl constante e variável (eq. 6.7) é comparada na fig(6.23). Verifica-se que, ao incluir o número de Prandtl variável e o maior refinamento da malha nas regiões das paredes, os resultados afastaram-se mais do resultado experimental.

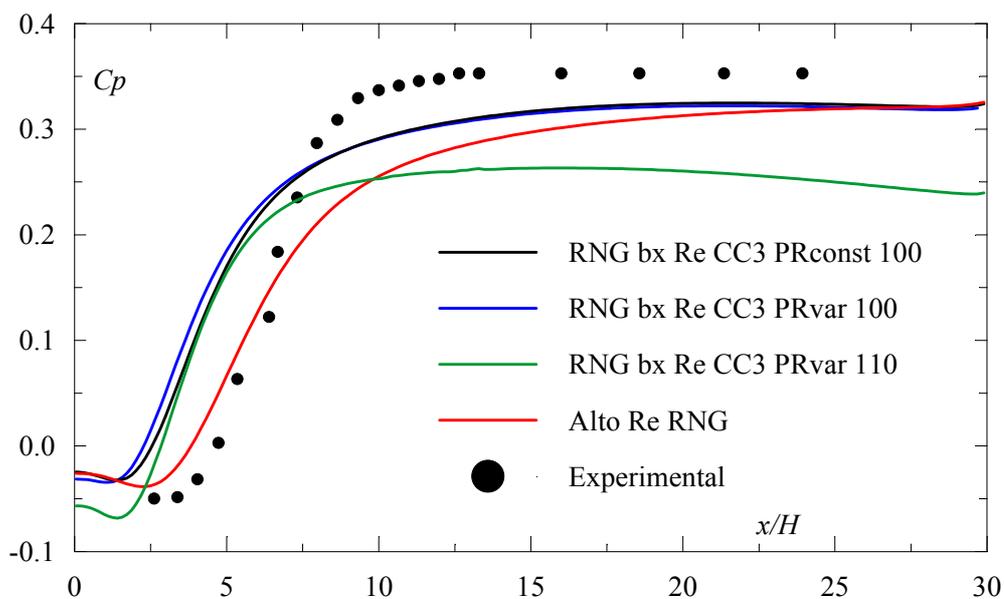


Figura 6.23 – Coeficiente de pressão para diferentes malhas e nº Prandtl

Uma comparação da distribuição do coeficiente de pressão, na parede inferior, predita pelo modelo RNG Baixo Re com as três diferentes condições de contorno utilizadas (CC1, CC2 e CC3), é apresentada na fig. (6.24). Da análise da figura, verifica-se que o modelo obteve com as três condições de contorno praticamente o mesmo resultado, no caso da simulação com malha 200×100 e número de Prandtl turbulento constante. Há somente uma pequena diferença entre as previsões no início da região de recirculação ($x/H=2,5$), indicando que o coeficiente de pressão foi pouco sensível as mudanças da condição de contorno.

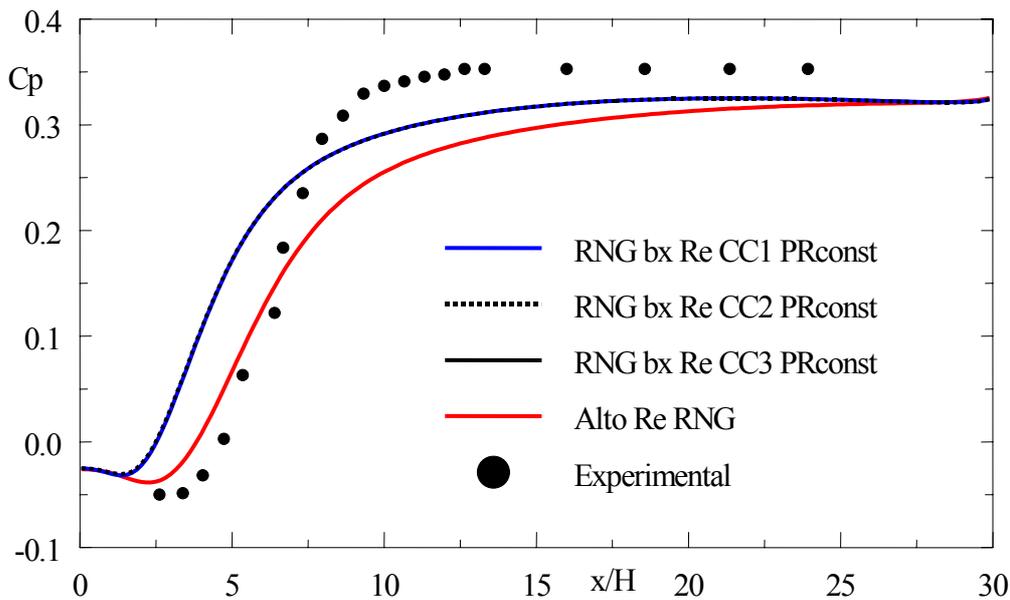


Figura 6.24 – Coeficiente de pressão para diferentes condições de contorno

O coeficiente de atrito (C_f), definido conforme eq. (6.5), foi levantado na parede inferior após o salto e está exposto na fig. (6.25). Para as simulações típicas de Alto Re, onde a lei da parede de duas camadas (Apêndice A) foi empregada como condição de contorno, o referido coeficiente foi obtido pela lei da parede. Registre-se novamente que as variações deste coeficiente são importantes para identificar a localização das regiões de recirculação (principal e secundária) e refletem a precisão da predição do processo difusivo junto à parede. Da análise desta figura, verifica-se a acentuada diferença de predição do ponto de recolamento e da região de recirculação principal, obtidos pelo modelo RNG Alto Re, pelo modelo RNG Baixo Re com a lei da parede e pelo modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3. O modelo RNG de Baixo Re LP não só prediz uma região de recirculação menor que o RNG Alto Re, como altos valores do coeficiente nessa região. Os piores resultados são obtidos pelo modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3. Também se observa, da citada figura, uma pequena região de recirculação secundária no modelo RNG de Alto Re. O modelo RNG de Baixo Re não prediz essa região de recirculação secundária. O modelo RNG Baixo Re CC3, diferentemente das outras predições, apresenta uma curva crescente em todo o domínio. Já a predição do modelo RNG Baixo Re com a lei da parede é, na região do recolamento e do início da recuperação do

escoamento, bem semelhante a predição do modelo de Alto Re tradicional. Contudo o valor, ao final do canal, é menor neste modelo.

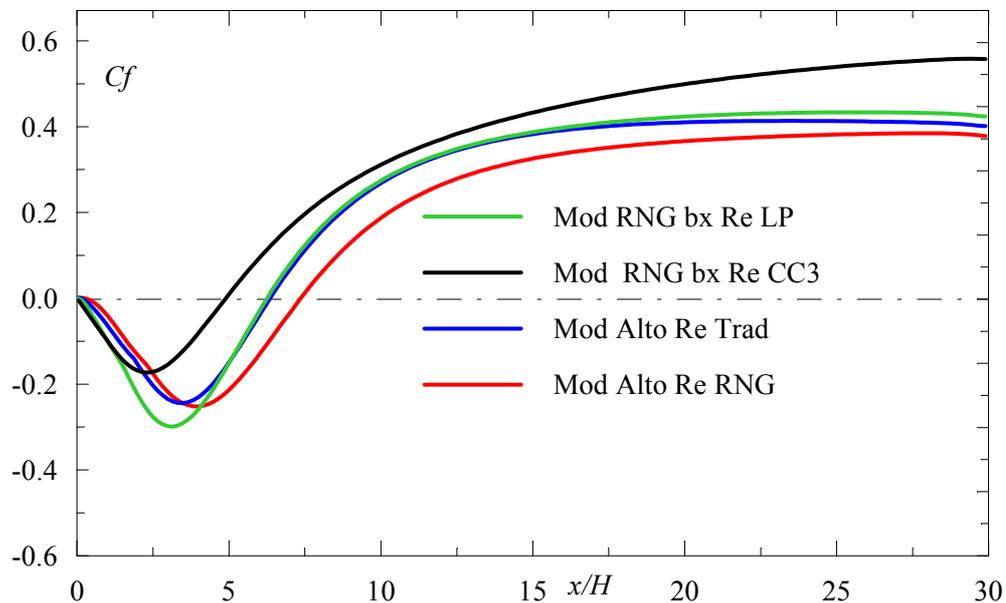


Figura 6.25 – Coeficiente de atrito na parede inferior

A distribuição do coeficiente de atrito, na parede inferior, predita pelo modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3, malhas 200×100 e 200×110 e número de Prandtl constante e variável (eq. 6.7) é comparada na fig. (6.26). Verifica-se que, quando a malha é refinada na região da parede (200×110), o modelo RNG Baixo Re com a condição de contorno CC3 gera elevados valores do coeficiente de atrito, cerca de três vezes os valores preditos com a outra malha. O modelo ainda apresenta uma inconsistência na curva, ao redor de $x/H=13$. Já a inclusão do número de Prandtl turbulento variável faz com que a região de recirculação seja incorretamente reduzida. Os resultados obtidos com o número Prandtl turbulento constante ou variável são idênticos na parte final do canal.

A fig. (6.27) apresenta uma comparação do coeficiente de atrito, na parede inferior, predito pelo modelo RNG Baixo Re com as três diferentes condições de contorno utilizadas (CC1, CC2 e CC3). Da análise da figura, verifica-se que o modelo obteve com as três condições de contorno praticamente o mesmo resultado, no caso da simulação com malha 200×100 e número de Prandtl turbulento constante. Há somente uma pequena diferença entre as predições, na região final do canal ($x/H > 15$), e ao redor do ponto de recolamento.

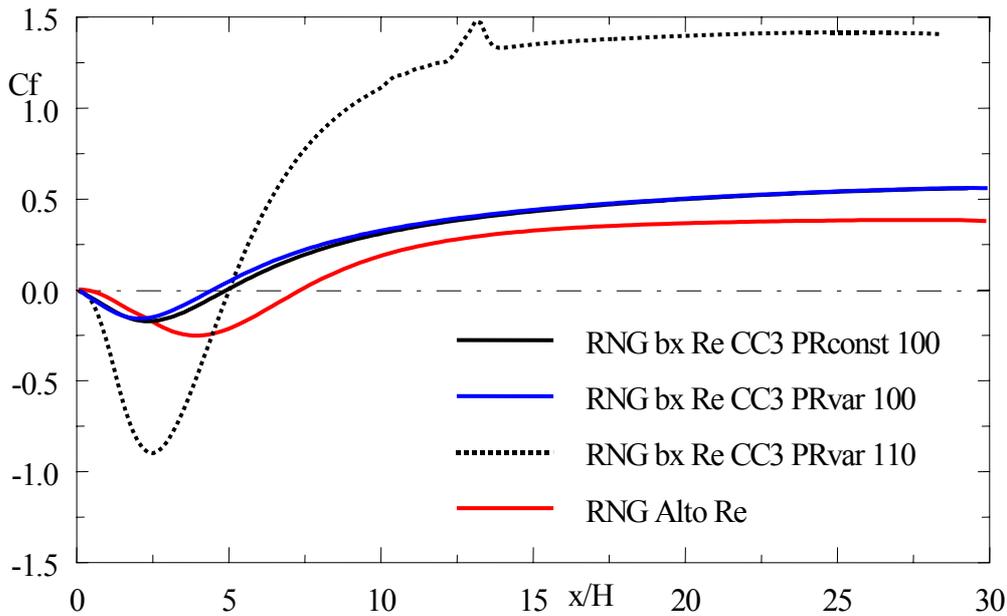


Figura 6.26 – Coeficiente de atrito para diferentes malhas e n° Prandtl

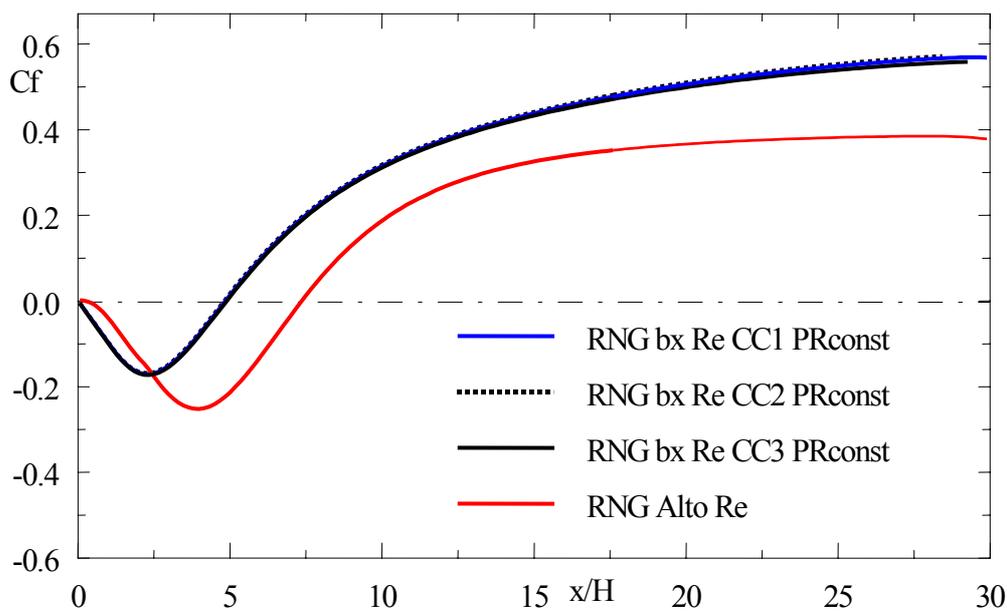


Figura 6.27 – Coeficiente de pressão para diferentes condições de contorno

Finalmente, deve-se registrar que a análise não foi realizada somente com o número de Reynolds aqui apresentado, mas também foram feitas simulações com o número de Reynolds de 15.000 e 300.000. Para o número de Reynolds mais baixo (15.000), também foi empregada a correção do valor do número de Prandtl turbulento, de acordo com a eq. (6.7). O padrão de comportamento dos modelos foi semelhante em todas as simulações e o modelo RNG Alto Re demonstrou, em geral, um melhor desempenho que o modelo RNG Baixo Re, para o problema em

estudo.

Resumindo, o modelo renormalizado como proposto por Orszag et al. (1993) foi utilizado na resolução do problema “*backstep*”, com várias condições de contorno, inclusive a lei da parede. Em todas as simulações, o modelo não obteve resultados satisfatórios. O melhor comportamento foi alcançado com o uso da lei da parede e número de Prandtl turbulento constante. Um resultado que poderia ser esperado, desde que nenhuma correção para baixo número de Reynolds foi incluída tanto na equação da energia cinética turbulenta (κ) como na equação de ε . Os autores (Orszag et al., 1993) afirmaram que o procedimento rende modificações de Baixo Reynolds, eliminando-se assim a necessidade de se utilizar a lei da parede. Contudo tais modificações, em função do número de Reynolds local efetivo, não estão claras.

Em todas as simulações a viscosidade efetiva, gerada pelo modelo RNG Baixo Re foi maior que a produzida pelo modelo RNG Alto Re, o que tornou a equação da quantidade de movimento muito difusiva. Regiões de recirculação foram suprimidas e um recolamento prematuro foi alcançado. A nova escala de tempo anulou os efeitos positivos obtidos pela inclusão do termo R na equação da taxa da dissipação. A ausência desse termo nos modelos RNG, faz a versão Alto Re diferir do estabelecido por Launder & Jones (1972) (κ - ε Alto Re tradicional) somente no valor das constantes.

Pode-se então concluir que, ao menos com a proposta da viscosidade efetiva apresentada por Orszag et al. (1993), eq. (6.6), o modelo não deve ser empregado sem que outras correções, além do número de Prandtl turbulento variável, sejam introduzidas.

6.4.

Avaliação Teórica e Numérica de Modelos de Baixo Reynolds Escoamento de Baixo Reynolds

Nos itens anterior, modelos de viscosidade turbulenta de duas equações foram empregados para simular o escoamento “*backstep*” de Alto Reynolds. Várias estatísticas de turbulência foram comparadas a dados experimentais, apresentando razoáveis resultados. Entretanto, a validação das predições, na

região limite da parede, não foi realizada satisfatoriamente, face as dificuldades de se obter estatísticas de turbulência experimentais precisas para essa região.

Há muitas aplicações tecnologicamente importantes, como, por exemplo, camadas limites turbulentas com baixo Reynolds, escoamentos separados e problemas onde as propriedades de transporte na parede são importantes, nas quais a aplicação dos modelos de altos números de Reynolds, acoplado a funções empíricas de parede (p. ex., lei da parede de duas camadas), não se justifica. Necessita-se, nestes casos, estender os modelos de turbulência para baixos números de Reynolds e consequentemente descrever o escoamento próximo a parede. Portanto, empregar modelos de turbulência de baixo número de Reynolds não é uma simples opção, mas uma necessidade que se impõe à nível de engenharia. Daí a importância de se avaliar a capacidade dos modelos de turbulência de duas equações, para baixo Reynolds, em escoamentos complexos.

As simulações numéricas diretas ('DNS') de escoamentos turbulentos internos, realizadas a partir do final da década de oitenta passada, ofereceram novas possibilidades de se obter informações e verificar algumas hipóteses sobre as propriedades de turbulência, as quais não eram ainda acessíveis pelas técnicas experimentais disponíveis. Foram obtidos detalhes da estrutura de turbulência próximo a parede sólida, nos quais incluem-se o campo de flutuação de pressão e o campo da energia cinética turbulenta (κ) e de sua taxa de dissipação (ε). Os dados são ainda referentes a escoamentos com baixo número de Reynolds, mas eles possibilitam agora o exame minucioso do comportamento dos modelos junto à parede. Os resultados da simulação direta do escoamento turbulento em canal, realizado por Kim et al., em 1987, por exemplo, confirmam de fato que a difusão de pressão é negligenciável, como freqüentemente assumido (Hanjalic, 1994). Contudo, verificou-se que, na região da parede, existe uma acentuada diferença, entre os dados da simulação direta e os resultados dos modelos (Mansour et al., 1988). Já Le et al. (1997) realizaram a simulação direta tridimensional do escoamento turbulento em degrau ("backstep"). Os resultados, para a região do canal antes do degrau, também mostram um gradiente de pressão desprezível, enquanto na região de recirculação, o gradiente de pressão é muito significativo para $y^+ < 10$. Nesta região, o termo relativo ao gradiente de pressão na equação da energia cinética turbulenta, balanceia a dissipação e a difusão viscosa de κ .

Como já foi dito no Capítulo 3, muita atenção hoje é dada ao comportamento limite na parede das tensões de turbulência e dos termos das

equações de transporte de energia cinética e de sua taxa de dissipação (Mansour et al., 1988; Lai & So, 1990; Mansour & Rodi, 1993; Yang & Shih, 1993; Chen et al. 1998; Bredberg et al. 2002). A satisfação das formas limites é vista como um importante critério de avaliação dos modelos que se propõem a resolver a região da parede. A consistência assintótica dos modelos é verificada pelo comportamento limite na parede de cada termo da equação modelada em relação ao respectivo termo da equação exata.

O estudo do comportamento assintótico dos vários termos da equação exata de κ , realizado no Capítulo 3, mostrou que o termo de difusão de pressão é o responsável por balancear, na região da parede, a dissipação e a difusão viscosa, que são predominantes nesta região (eq. 3.25). Contudo, o termo de difusão de pressão é normalmente adicionado ao termo de transporte turbulento e modelado como um termo típico de difusão turbulenta. Consequentemente, a equação modelada de κ não se encontra corretamente balanceada na região da parede e os modelos de baixo número de Reynolds não podem desprezar o termo de gradiente de pressão no limite da parede.

Neste contexto, inicialmente foi realizada uma avaliação da capacidade de previsão dos modelos de turbulência de duas equações, para Baixo Reynolds, selecionados e estudados teoricamente no Capítulo 3. Excluiu-se dessa análise o modelo de Lam-Brewhorst, devido aos resultados obtidos no item 6.2.

Uma extensiva simulação direta do escoamento turbulento em degrau (“*backstep*”), em baixo número de Reynolds, validada pela investigação experimental de Jovic & Driver, foi conduzida por Le et al (1997). Em consequência, este escoamento, como simulado diretamente por Le et al. (1997), foi aqui utilizado, para se examinar o desempenho dos modelos escolhidos.

Por outro lado, alguns trabalhos, ao descreverem o escoamento em degrau, fazem referência somente ao número de Reynolds, baseado na velocidade de corrente livre ou na linha de centro do canal de entrada. Este procedimento não especifica a espessura da camada limite da quantidade de movimento, permitindo uma variedade de perfis de velocidade como condição de entrada. Em consequência, outro objetivo da presente simulação foi avaliar os efeitos da especificação do perfil de velocidade na entrada sobre o comprimento de reatamento e coeficientes de pressão e atrito.

Outras duas questões foram ainda tratadas com ajuda dos dados da simulação direta do escoamento turbulento em degrau. Investigou-se teórica e numericamente o

comportamento, junto à parede, da equação de κ dos quatro modelos κ - ε para baixo número de Reynolds selecionados. Posteriormente analisou-se teórica e numericamente o comportamento de duas correlações propostas na literatura, para o termo de difusão de pressão da equação de κ . Estas correlações foram então adicionadas a equação da energia cinética dos modelos selecionados e a influência nos resultados foi dimensionada. Verificou-se simultaneamente se as correlações representam o comportamento do termo do gradiente de pressão exato.

Deste modo, este item é composto por dois subitens. No primeiro é apresentada a capacidade de predição dos modelos e os efeitos da especificação do perfil de velocidade na entrada sobre as estatísticas de turbulência, enquanto as outras duas questões investigadas compõem o subitem 6.4.2.

6.4.1.

Avaliação Numérica em Escoamento de Baixo Reynolds

O problema simulado é o escoamento turbulento de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com dupla expansão de área. O movimento médio é bidimensional (x,y), homogêneo na direção z e em regime permanente. A fig. (6.28) mostra esquematicamente o domínio computacional utilizado na simulação. A diferença entre esta geometria e a analisada anteriormente é a presença do duplo salto. A entrada foi especificada a uma distância de dez vezes a altura do salto ($10H$), a montante do mesmo de acordo com a simulação direta de Le et al. (1997). Adotou-se um comprimento de canal, após o salto, de trinta vezes a altura do salto ($30H$) (Thangam & Speziale, 1992). O canal tem uma altura de cinco vezes a altura do salto ($5H$) na entrada e uma altura correspondente a seis vezes a altura do salto ($6H$) na saída.

A razão entre a altura do canal na saída e altura do canal na entrada é 1,20, sendo a razão de expansão H_c/H (altura do canal na saída/altura do salto) igual a 6. O número de Reynolds baseado na velocidade máxima na entrada U_c e a altura do salto H é $Re=(\rho U_c H)/\mu = 5100$. Enquanto, o número de Reynolds, baseado na espessura da camada limite da quantidade de movimento ($Re_\theta = \rho U_c \theta / \mu$), é $Re_\theta = 670$. As predições dos modelos foram comparadas com os dados experimentais de Jovic & Driver (Le et al., 1997) e os resultados da simulação direta de Le et al. (1997).

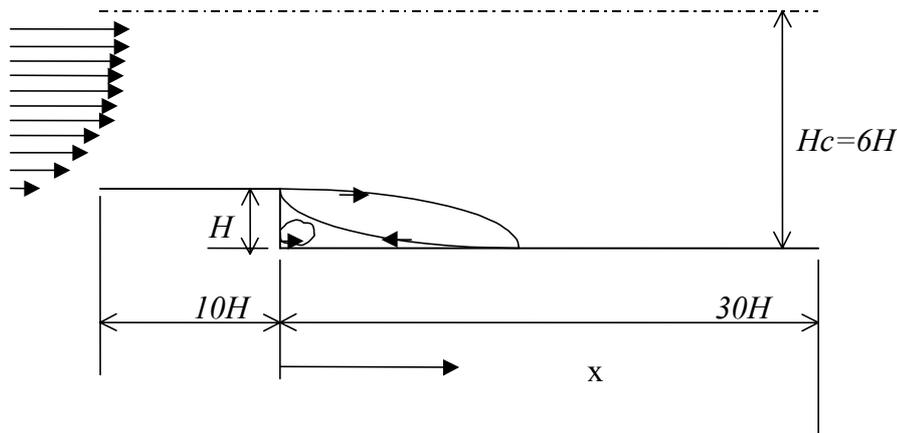


Figura 6.28 – Configuração física para escoamento com dupla expansão

Como no Capítulo 3, os modelos de baixo número de Reynolds aqui estudados foram os modelos de Launder & Sharma (1974), de Sakar (Sakar & So, 1997), de Myong & Kasagi modificado (Chen et al., 1998) e de Yang & Shih (1993), os quais serão referenciados por LS, SA, MKM e YS, respectivamente.

Em todas as superfícies sólidas, utilizou-se a condição de contorno de não deslizamento, para as velocidades e energia cinética turbulenta ($\bar{u} = \bar{v} = \kappa = 0$), enquanto a condição para ε é específica de cada modelo. Como o modelo LS resolve a forma reduzida da dissipação, sua condição de contorno é $\varepsilon_w = 0$. A condição $\varepsilon_w = 2\nu(\partial\sqrt{\kappa}/\partial n)_w^2$ é adotada pelos modelos YS e SA, enquanto o modelo MKM utiliza $\varepsilon_w = (4\kappa_l/y_l^2) - \varepsilon_l$, onde 'w' e 'l' denotam, respectivamente, parede e primeiro ponto interno da malha. Já 'n' é a coordenada normal a parede. Na linha de simetria, fronteira superior ($y=6H$), impôs-se variação nula na direção transversal para \bar{u} , κ e ε e nula a componente transversal da velocidade ($\bar{v}=0$). A semelhança da simulação direta, o perfil de velocidade média axial na entrada, ($\bar{u}(y)$), é obtido do perfil de camada limite, para $Re_\theta=670$, onde θ é espessura da camada limite da quantidade de movimento. A espessura da camada limite é $\delta_{99}=1,2H$. O número de Reynolds, baseado na velocidade de corrente livre e altura do salto, é $Re=5100$. Os perfis de κ e ε , diferentemente das simulações anteriores, foram impostos como $\kappa=0,005(\bar{u}(y))^2$ e $\varepsilon=4,0 \times 10^2 \kappa^2$. O perfil de velocidade uniforme e o perfil com $Re_\theta=595$ foram especificados para estudo comparativo dos

resultados. Na saída adotou-se, como condição de contorno, a hipótese de difusão nula.

Uma malha não uniforme, com 222×132 pontos nodais, foi utilizada nos cálculos. Concentrou-se os pontos nas regiões próximas a parede, garantindo-se um mínimo de 8 pontos na região de $y^+ < 11$ e 22 pontos na região de $y^+ < 50$.

Para a convergência da solução numérica, controlou-se os resíduos da equação da continuidade e das equações de conservação de todas as outras variáveis. A solução foi considerada convergida, quando o resíduo da equação de conservação de massa foi da ordem de 10^{-11} . No caso das outras equações de conservação, requereu-se que a razão entre o resíduo máximo de cada equação, como definido pela eq. (6.2), e o valor do resíduo inicial fosse da ordem de 10^{-4} . O esforço computacional requerido pelos modelos foi equivalente.

Inicialmente serão apresentados os resultados dos diversos modelos referentes ao ponto de recolamento, recirculação secundária, perfis de velocidade média, tensões de Reynolds, coeficiente de atrito e coeficiente de pressão, os quais foram obtidos com o perfil de velocidade de camada limite para $Re_\theta=670$. Já o estudo comparativo realizado entre a solução com o perfil na entrada correspondente a $Re_\theta=670$; com o perfil de velocidade uniforme e o perfil com $Re_\theta=595$ é apresentado ao final deste subitem.

O ponto de recolamento, para a recirculação principal, foi determinado da condição de tensão de cisalhamento nula ($\tau_w=0$) na parede. Os valores obtidos, com a respectiva diferença percentual em relação ao resultado da simulação direta, estão indicados na tabela (6.4). O valor medido experimentalmente varia entre $6,0H$ e $6,1H$, enquanto a simulação direta obteve $6,28H$. Da análise dos resultados, verificou-se que o modelo YS é o que apresenta a menor região de recirculação principal, enquanto o modelo SA é o que prediz a maior região, sendo esta inclusive maior que a experimental e a da simulação direta. Os modelos LS e MKM, como o modelo YS, também predizem um prematuro recolamento do escoamento, embora o modelo de Launder-Sharma esteja mais próximo do experimental e da simulação direta.

Na simulação direta a região correspondente a pequena recirculação, girando no sentido anti-horário, junto à parte inferior da parede vertical do salto, chamada região de recirculação secundária, se estende, na direção x , até $1,76H$ e

até $0,8H$, na direção y . A extensão vertical dessa região é importante, pois dá a posição do início da camada de cisalhamento secundária. Os modelos de Baixo Reynolds testados foram capazes de prever a existência da recirculação secundária. Entretanto, como pode ser visto da tabela (6.5), onde estão expostos os valores preditos pelos modelos, essa região foi subpredita em todas as simulações. O modelo de Launder-Sharma foi o que mais se aproximou da simulação direta. O modelo SA, apesar de predizer uma região de recirculação principal maior que a simulação direta, subavalia a recirculação secundária. Importante notar que a posição da camada de cisalhamento secundária não é bem predita por qualquer um dos modelos. A melhor predição é a do modelo de Launder-Sharma, com um erro de mais de 50% em relação a simulação direta.

	Experi- mental	DNS	LS	SA	MKM	YS
X_r/H	6,0 – 6,1	6,28	5,43 13,5%	6,41 2,1%	5,17 17,7%	5,04 19,7%

Tabela 6.4 - Ponto de recolamento para escoamento Baixo Re (X_r/H)

	DNS	LS	SA	MKM	YS
x/H	1,76	0,88	0,64	0,45	0,55
y/H	0,80	0,32	0,11	0,11	0,11

Tabela 6.5 – Dimensões da região de recirculação secundária (x/H e y/H)

Na fig. (6.29) estão representados os detalhes dos perfis de velocidade dos modelos, próximo a parede vertical do salto ($x/H=0,5$). Verifica-se que, apesar dos modelos LS e SA ainda exibirem velocidades positivas bem características, os seus valores são bem menores que os obtidos pela simulação direta (DNS). Esta figura mostra claramente como os modelos subpredizem a região de recirculação secundária.

A comparação dos perfis de velocidade média, preditos pelos modelos, com os dados experimentais e com os resultados da simulação direta (Le et al., 1997) é realizada em seis seções transversais selecionadas ($x/H=1,0$; $x/H=4,0$; $x/H=6,0$;

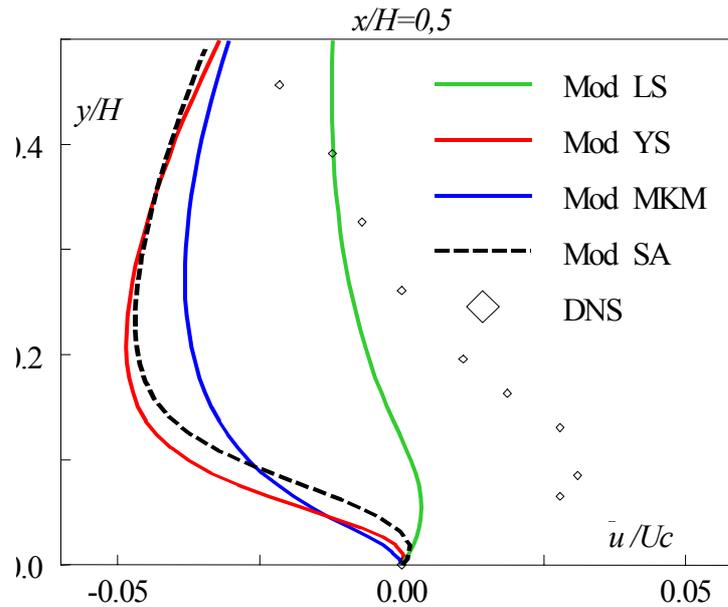


Figura 6.29 – Perfil de velocidade junto à parede inferior, seção $x/H=0,5$.

$x/H=7,5$; $x/H=10,0$; e $x/H=19,0$). Na fig. (6.30) faz-se a comparação dos perfis para $y/H \leq 3,0$, enquanto na fig. (6.31) são exibidos os detalhes desses mesmos perfis na região da parede ($y/H \leq 0,5$). O objetivo desta última figura é, através de uma comparação mais detalhada junto à superfície sólida, verificar as virtudes e deficiências dos modelos de Baixo Reynolds selecionados especialmente na região que estes modelos se propõem resolver.

Da análise da fig. (6.30) nas diversas posições, verifica-se que, de um modo geral, os modelos não reproduziram o comportamento da simulação direta e dos dados experimentais. As maiores diferenças encontram-se na região de recirculação e início de recuperação do escoamento ($x/H \leq 10,0$). Mesmo entre os modelos, há diferenças efetivas de predição. Estas observações tornam-se mais evidentes, quando se analisa a região da parede (fig. 6.31). Na seção $x/H=1,0$, a simulação direta ainda apresenta recirculação secundária, sendo que os modelos não conseguem reproduzir este comportamento. Para os modelos, esta já é uma região de recirculação principal (fig. 6.31). A incapacidade dos modelos predizerem bem a região de recirculação secundária, faz com que a posição da camada de cisalhamento, obtida pelos modelos, afaste-se da posição prevista pela simulação direta. O modelo LS é o que mais se diferencia-se nesta seção. As suas velocidades são as menores em valor absoluto, contudo a sua posição da camada

de cisalhamento é a que mais se aproxima da posição predita pela simulação direta. Um resultado surpreendente, que não se repete já na posição $x/H=2,5$ (não exibida). A posição da camada de cisalhamento dos modelos YS, MKM e SA está bem abaixo da posição prevista pela simulação direta. De um modo geral, verifica-se que, próximo à parede, os modelos não conseguem reproduzir o comportamento obtido na simulação direta. Acima da camada de cisalhamento, ao redor de $y/H=1,0$, é o modelo MKM que mais se aproxima da simulação direta. A partir de $y/H=1,5$, as predições dos modelos praticamente se igualam (fig. 6.30). Na seção $x/H=4,0$, observa-se que, dentro da região de recirculação, os modelos MKM e YS afastam-se acentuadamente do padrão experimental e da simulação direta (fig. 6.31). Os melhores resultados, junto à parede, são preditos pelos modelos LS e SA, sendo o último superior. A posição da camada de cisalhamento é melhor predita por estes mesmos modelos. Na região imediatamente acima da camada de cisalhamento o modelo MKM se aproxima da solução da simulação direta (fig. 6.30). Já o modelo YS é o que apresenta os piores resultados em toda a seção. A partir de $y/H=1,5$, as predições dos modelos, a exceção do modelo YS, praticamente se igualam (fig. 6.30). Nesta parte do perfil, as velocidades da simulação direta são maiores do que as preditas pelos modelos. Em $x/H=6,0$, todas as velocidades dos modelos YS, MKM e LS são positivas, já tendo sido iniciada, nestes modelos, a recuperação do escoamento (fig. 6.31). A antecipação da recuperação é mais efetiva no modelo YS. Em contrapartida, o modelo SA, a simulação direta e os dados experimentais ainda apresentam velocidades negativas, junto à parede, nesta seção. Interessante notar que as predições do modelo SA reproduzem fielmente o comportamento dos dados experimentais e da simulação direta no limite da parede. A posição da camada de cisalhamento do modelo coincide com a posição prevista pela simulação direta. Contudo, logo acima da camada de cisalhamento, o modelo se afasta do comportamento do perfil da simulação direta, aproximando-se das predições dos outros modelos. Há nesta parte do perfil, uma pequena discrepância entre o dado experimental e a simulação direta ($0,1 < y/H < 0,6$). Já ao redor de $y/H=1,0$, o modelo MKM se afasta das predições dos outros modelos, aproximando-se da simulação direta. Mais uma vez, a partir de $y/H=1,5$, as predições dos modelos se aproximam.

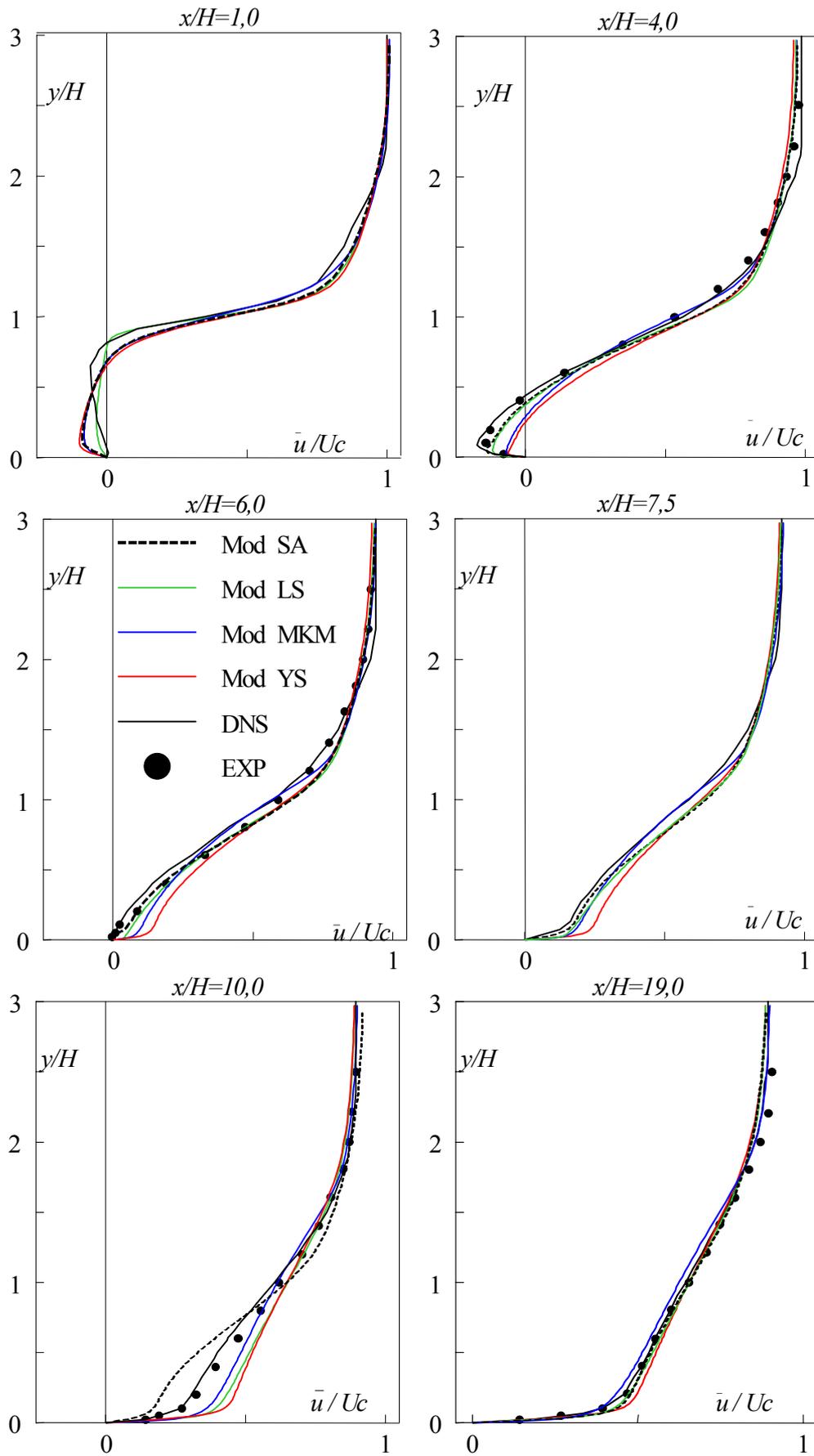


Figura 6.30 – Perfil de velocidade média em seções $x/H=1; 4; 6; 7,5; 10$ e 19

Na seção $x/H=7,5$, a recuperação do escoamento é efetiva em todos os modelos e na simulação direta. Os modelos predizem velocidades maiores que a simulação direta na região da parede. O comportamento do modelo SA é aquele que mais se aproxima da simulação direta nessa região, enquanto o modelo YS, ao gerar as maiores velocidades junto à parede, se afasta efetivamente desse comportamento. Entretanto, as predições do modelo SA se distanciam efetivamente do comportamento previsto pela simulação direta na parte do perfil ao redor de $y/H=1,0$ (fig. 6.30). Como nas outras seções, o modelo MKM aproxima-se da simulação direta nessa mesma região e os perfis dos modelos se aproximam a partir de $y/H=1,5$. Em $x/H=10,0$, o modelo LS, diferentemente das outras seções, apresenta, junto à parede, velocidades positivas maiores que as geradas pelo modelo MKM, mostrando assim uma maior recuperação do escoamento. O modelo SA, junto à parede, se mostra, agora, atrasado em relação ao perfil da simulação direta (fig. 6.31). O seu comportamento, junto à parede, é totalmente diferente dos outros modelos, função destes terem uma recuperação antecipada do escoamento. Os modelos somente predizem um comportamento semelhante ao da simulação direta, a partir de $y/H=1,7$ (fig. 6.30). Por fim em $x/H=19,0$, os modelos reproduzem bem os dados experimentais e da simulação direta, sendo que os modelos SA e LS são os que predizem melhor o comportamento dos dados. O modelo SA, que em $x/H=10,0$ encontrava-se atrasado face aos referidos dados, prediz agora velocidades maiores, enquanto o modelo MKM está atrasado, confirmando uma tendência de recuperação lenta do perfil neste modelo. Nesta seção, o modelo MKM é o que mais se diferencia das outras predições.

As predições dos modelos, para a intensidade de turbulência $(\overline{u'u'})^{1/2} / U_c$, são apresentadas na fig. (6.32). Na seção $x/H=4,0$, junto à parede ($y/H < 0,2$), todos os modelos predizem maiores perfis de intensidade turbulenta que a simulação direta e os dados experimentais. O modelo YS tem um pico relativo acentuado na parede e gera os maiores valores nessa região. Na parte do perfil entre as ordenadas $y/H=0,3$ e $y/H=1,5$, os modelos subavaliam esta estatística, embora qualitativamente os perfis reproduzam o perfil da simulação direta. O valor máximo é mais subavaliado pelo modelo SA.

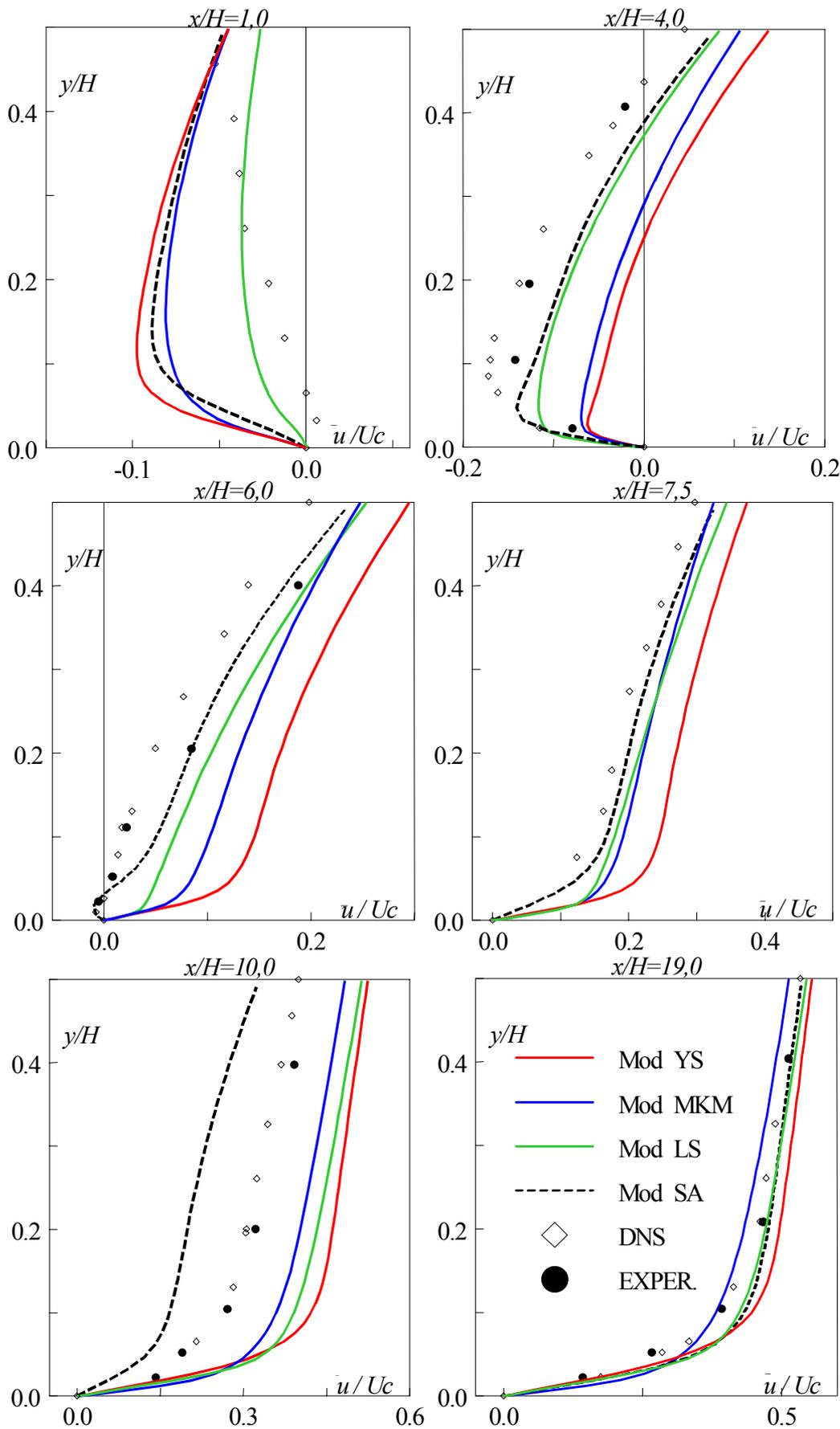


Figura 6.31 – Perfil de velocidade junto à parede nas seções $x/H=1; 4; 6; 7,5; 10$ e 19

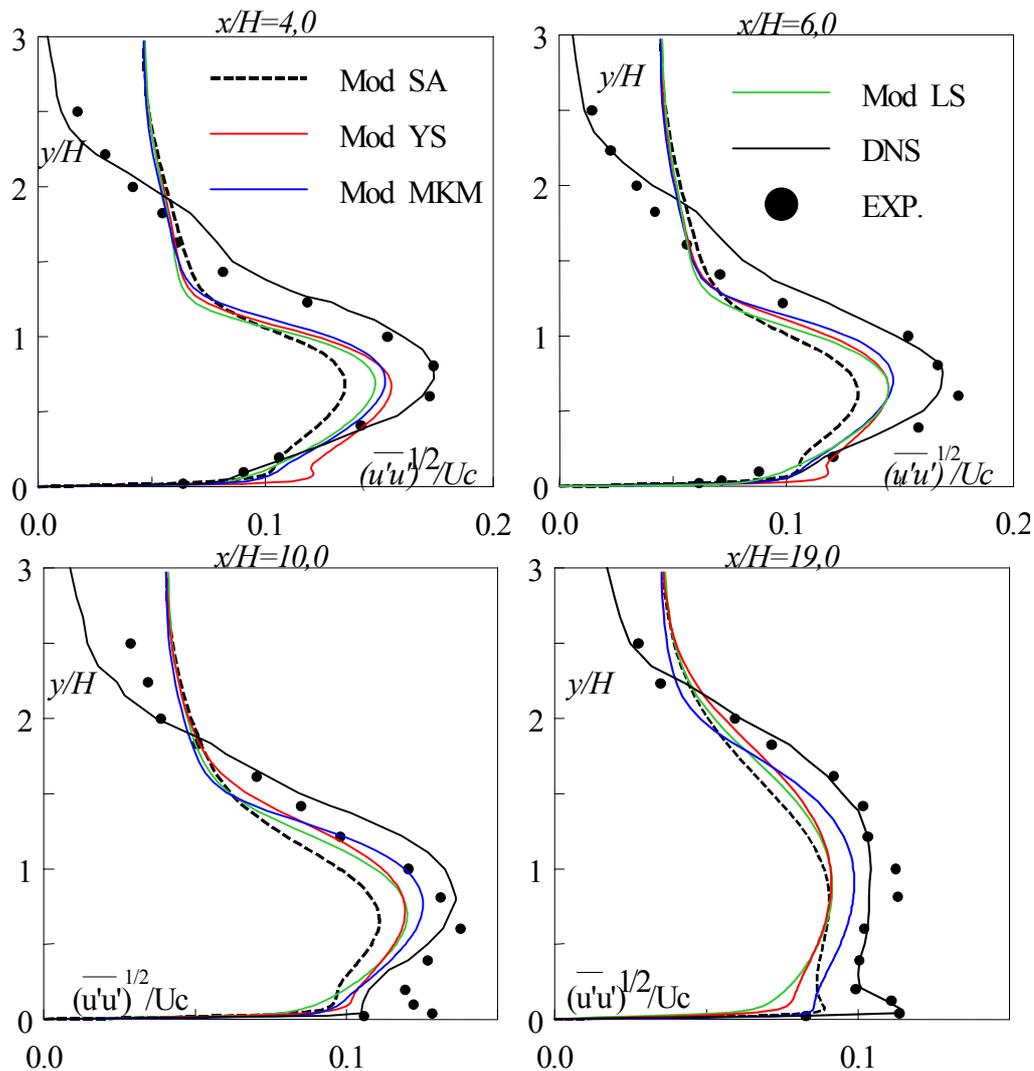


Figura 6.32 – Perfis de intensidade de turbulência $(\overline{u'u'})^{1/2} / U_c$

Acima da ordenada $y/H=2,0$ (fig. 6.32), as predições dos modelos praticamente se igualam, embora tenham um comportamento totalmente distinto da simulação direta. Os modelos geram muito maiores valores de intensidade de turbulência que a simulação direta, nesta parte do perfil. Em $x/H=6,0$, junto à parede, os modelos, com exceção de YS, geraram valores próximos aos preditos pela simulação direta. O modelo YS, nesta região, novamente produz perfis maiores que o experimental e o da simulação direta. No restante da seção, repetem-se as mesmas observações realizadas na seção anterior. Já para $x/H=10,0$, na região da parede, a tensão é subavaliada por todos os modelos. O pico relativo junto à parede, agora previsto tanto experimentalmente como na simulação direta, não é reproduzido pelos modelos LS e MKM, enquanto os modelos SA e YS somente esboçam este comportamento. Os modelos, mais uma vez, subavaliam

efetivamente a intensidade máxima de turbulência ($y/H \approx 1,0$), embora o modelo MKM obtenha valores mais próximos da simulação direta. Acima da ordenada $y/H=1,5$, os perfis tem o mesmo comportamento das duas seções anteriores. Em $x/H=19,0$, o modelo SA reproduz qualitativamente o comportamento dos dados experimentais, embora subavaleie os valores em quase toda a seção ($y/H < 2,0$). Um pico relativo junto à parede é de novo predito tanto experimentalmente como na simulação direta, mas somente reproduzido pelo modelo SA. Os modelos LS e YS subavaliavam fortemente esta estatística junto à parede. O modelo MKM se aproxima dos resultados da simulação direta ao redor da ordenada $y/H=1,0$. Houve uma redução, em relação as seções anteriores, das diferenças de predição, na parte do perfil acima de $y/H=2,0$.

Os perfis da tensão cisalhante turbulenta $(-\overline{u'v'})/U_c^2$ são comparados na fig. (6.33). De um modo geral os modelos tem um bom desempenho. Na região da

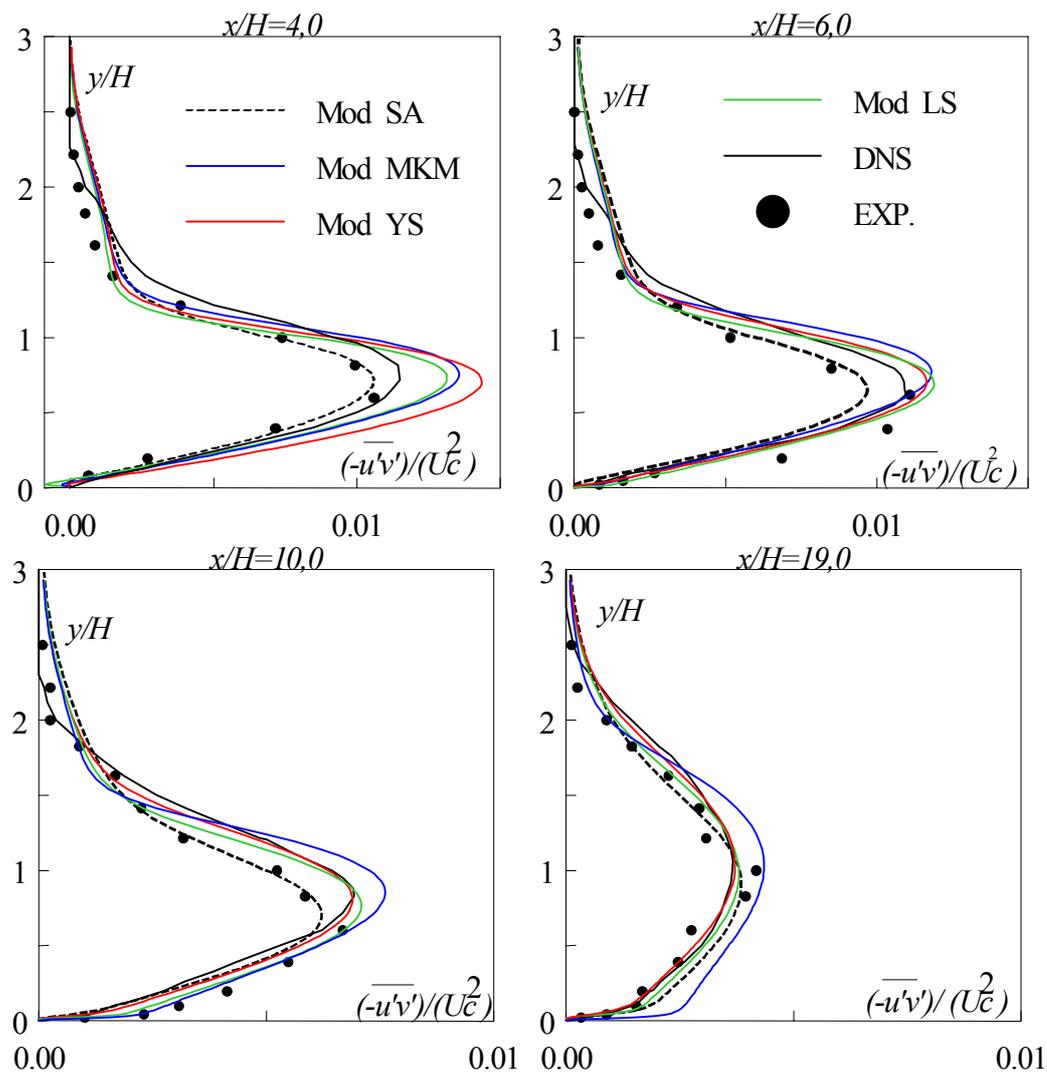


Figura 6.33 – Perfis de tensão cisalhante turbulenta $(-\overline{u'v'})/U_c^2$

parede, as predições dos modelos reproduzem bem o comportamento dos dados experimentais e da simulação direta. As exceções são os resultados obtidos na sub-camada laminar da seção $x/H=4,0$ e o perfil gerado pelo modelo MKM em $x/H=19,0$. Em $x/H=4,0$, na região da sub-camada laminar, os modelos predizem valores negativos de tensão, enquanto os dados experimentais e a simulação direta exibem tensões positivas. Entretanto, os valores preditos pelos modelos YS e SA estão bem próximos de zero e são bem menores que os obtidos pelos modelos LS e MKM (cerca de duas vezes para o MKM e seis vezes para o LS). Na região acima da sub-camada laminar, o modelo YS é o que mais se afasta do resultado da simulação direta. Já na parte do perfil ao redor do ponto de máxima tensão, os modelos LS, YS e MKM predizem maiores tensões que os resultados da simulação direta, enquanto o modelo SA obtém menores valores, embora reproduza qualitativamente o comportamento da simulação direta e concorde com os dados experimentais. A partir da ordenada $y/H=1,5$, os resultados dos modelos praticamente se igualam. A ordenada, onde o perfil se anula, na simulação direta é menor que a dos modelos. Em $x/H=6,0$, os modelos reproduzem bem os resultados da simulação direta na região da parede, inclusive na sub-camada laminar. Mais uma vez, na região de máxima tensão, as predições dos modelos LS, YS e MKM são maiores que os dados experimentais e a simulação direta, enquanto o modelo SA subavalia esta estatística. O ponto onde a tensão turbulenta se anula nos dados experimentais e na simulação direta ($y/H=2,3$) não é bem predito pelos modelos ($y/H>3,0$). Já na seção $x/H=10,0$, há uma discrepância entre os dados experimentais e os resultados da simulação direta, sendo que o máximo do modelo SA está próximo do experimental, enquanto o máximo dos outros modelos aproxima-se do previsto pela simulação direta. Na região da parede e na parte do perfil, onde a tensão se anula, repete-se as observações realizadas na posição anterior. Na seção $x/H=19,0$, o modelo MKM não reproduz a tendência dos resultados obtidos por Le et al. (1997). Suas tensões são maiores que os dados experimentais e os resultados da simulação direta. Os outros modelos obtém bons resultados nesta seção.

As variações do coeficiente de atrito (C_f), definido como $C_f = (2u_\tau^2 / \rho U c^2)$, onde u_τ é velocidade de atrito, foram levantadas na parede inferior após o salto. Os resultados obtidos pelos modelos estão representados na fig. (6.34). No gráfico (6.34a) são exibidos os resultados até a seção transversal $x/H=20,0$, enquanto o

gráfico (6.34b) mostra o comportamento do coeficiente na região próxima a parede vertical ($x/H \leq 2,0$). O comportamento das curvas, a partir de $x/H=20,0$, praticamente não apresenta alterações significativas, em relação a parte final exposta no gráfico (6.34a). Da análise da figura, verifica-se que tanto na região de recirculação secundária quanto na parte inicial da região de recirculação principal, nenhum dos modelos foi capaz de reproduzir o comportamento obtido pela simulação direta. Os modelos não só predizem regiões de recirculação menores, como maiores valores negativos do coeficiente de atrito. Nos modelos YS e

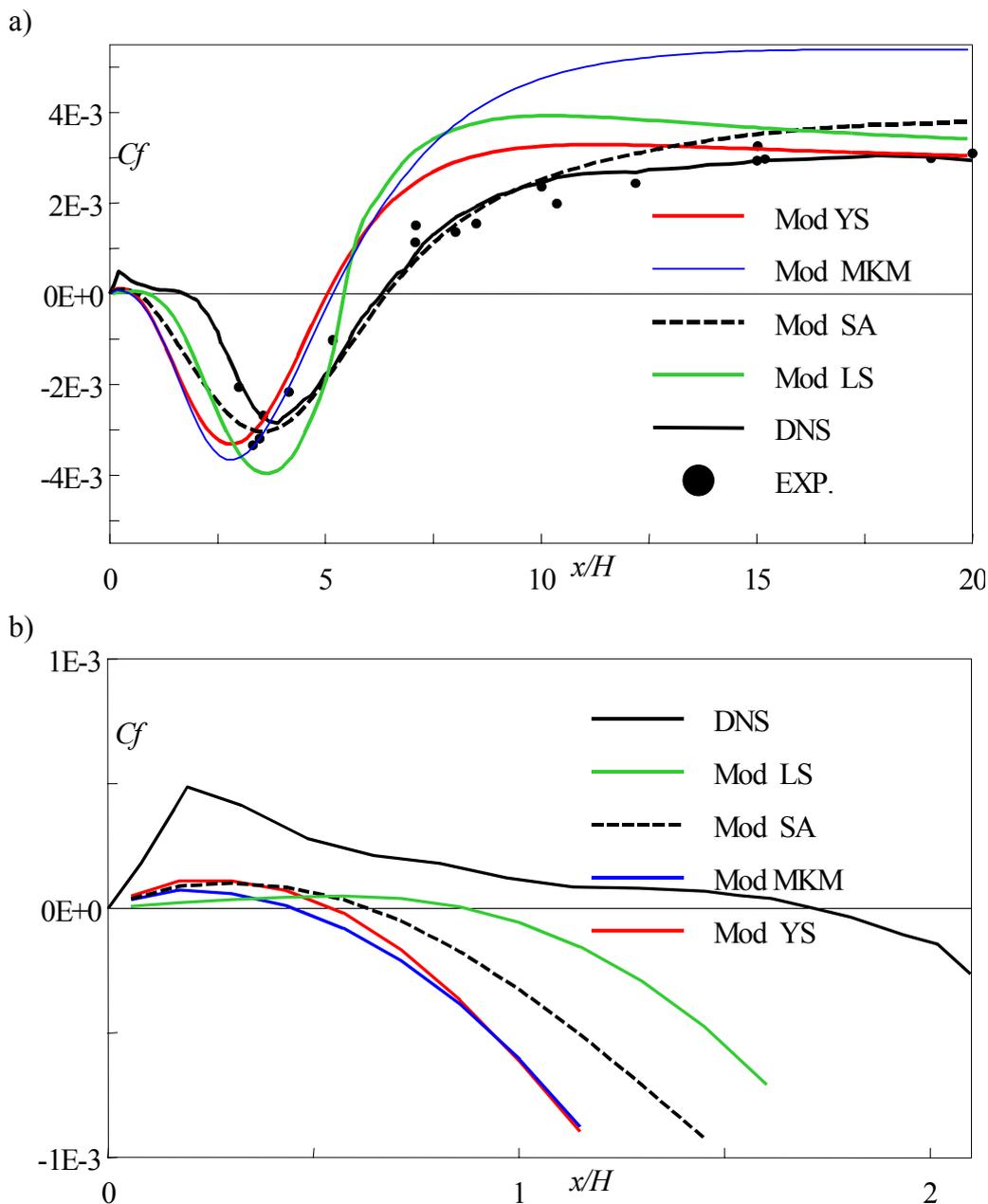


Figura 6.34 - Coeficiente de atrito na parede inferior: a) $x/H \leq 20,0$; b) $x/H \leq 2,0$

MKM, a posição do coeficiente máximo negativo não é bem prevista, em relação a simulação direta, enquanto, no modelo LS, este máximo é muito maior que o obtido pela simulação direta. A recuperação do coeficiente é atípica no modelo LS, desde que o gradiente é muito elevado em comparação ao dos outros modelos e o da simulação direta. Embora a recuperação seja mais suave nos modelos YS e MKM, as variações do coeficiente nestes modelos ainda são maiores que as da simulação direta e do modelo SA. Na região inicial de recuperação do escoamento ($6,0 < x/H < 8,0$), os modelos YS, MKM e LS predizem coeficientes muito maiores que a simulação direta. Já o modelo SA, a partir do máximo inferior da simulação direta até aproximadamente $x/H=10,0$, prediz corretamente o comportamento obtido pela simulação direta. Porém, em torno da seção $x/H=10,0$, a simulação direta praticamente estabiliza o valor do coeficiente de atrito, mantendo-o constante, enquanto o modelo SA continua exibindo um crescimento do coeficiente até $x/H=18,0$. O modelo MKM exibe um valor constante do coeficiente um pouco à frente da simulação direta, enquanto os modelos LS e YS, após alcançarem um valor máximo próximo a seção $x/H=10,0$, apresentam um gradiente negativo, aproximando-se da curva da simulação direta. O modelo MKM é o que mais se distancia do padrão da simulação direta.

O coeficiente de pressão foi definido como $C_p = (P - P_c) / (Uc^2)$, onde P_c é a pressão sobre a linha de centro na entrada. As variações deste coeficiente obtidas pelos modelos, na região após o salto, são comparadas, nas fig. (6.35). Os

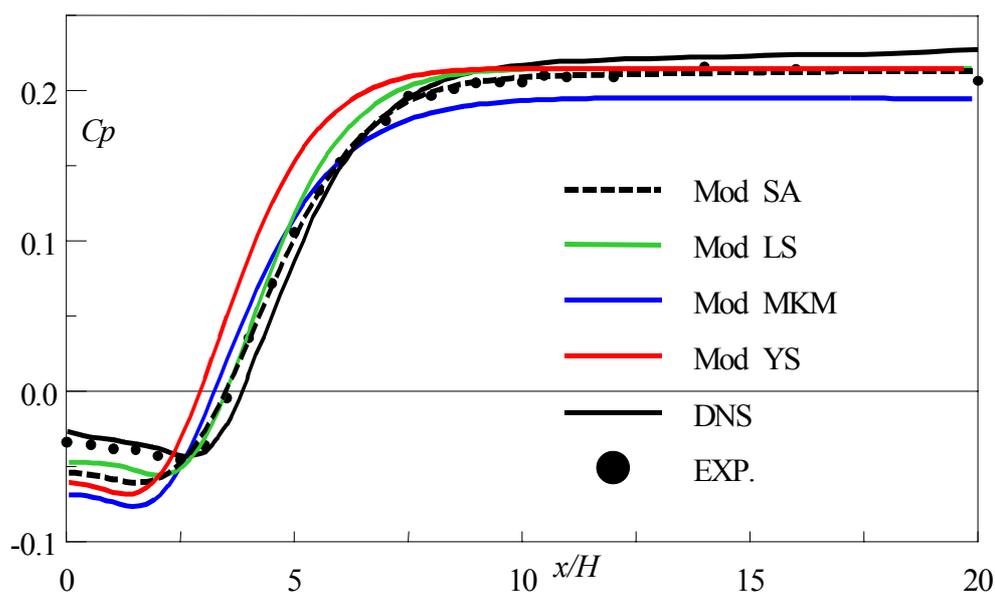


Figura 6.35 - Coeficiente de pressão na parede inferior, após o salto

modelos LS e SA apresentam os melhores resultados. O modelo SA prediz muito bem os dados experimentais e o comportamento da simulação direta a partir de $x/H=2,5$. O modelo LS reproduz melhor o comportamento até $x/H=2,5$, afastando da curva de referência na região do ponto de recolamento. O modelo YS, embora não obtenha bons resultados na região de recirculação e no início da recuperação do escoamento ($x/H < 10,0$), apresenta, na segunda metade do domínio, resultados que se aproximam do comportamento dos dados experimentais. A pior predição é dada pelo modelo MKM.

A seguir, procurou-se avaliar os efeitos do perfil de entrada, sobre os resultados obtidos pelos modelos. Foram utilizados, como condição de entrada, além do perfil de velocidade referente ao $Re_{\theta}=670$, o perfil de velocidade uniforme e o correspondente a $Re_{\theta}=595$. Cabe destacar que o número de Reynolds, definido sobre a velocidade máxima na entrada (U_c) e a altura do salto (H), foi mantido constante ($Re=(\rho U_c H)/\mu = 5100$). A avaliação somente foi realizada com os modelos LS e SA, pois foram estes modelos que obtiveram os melhores resultados na simulação com $Re_{\theta}=670$.

As predições da extensão da região de recirculação principal são comparadas na tabela (6.6). Foi incluído, a título de referência, o valor predito pela simulação direta (Le et al., 1997). Da tabela, verifica-se que os modelos apresentaram o mesmo comportamento. Ao reduzir-se o número de Reynolds, baseado na espessura da camada limite, para $Re_{\theta}=595$, os modelos aumentaram a extensão da região de recirculação principal, enquanto a utilização do perfil uniforme levou a um recolamento mais rápido do escoamento.

Xr/H			
Tipo de perfil na Entrada	DNS	LS	SA
$Re_{\theta}=670$	6,28	5,43	6,41
$Re_{\theta}=595$		5,47	6,50
Uniforme		5,20	6,33

Tabela 6.6 - Ponto de recolamento para diferentes condições de entrada (Xr/H)

Já as predições referentes a recirculação secundária constam da tabela (6.7). Os valores exibidos referem-se respectivamente as coordenadas x e y . Não há, nos

resultados um padrão nítido de comportamento. Enquanto o modelo SA praticamente manteve as dimensões da região de recirculação secundária, o modelo LS se mostrou mais sensível. Com o perfil uniforme houve uma redução significativa na predição do modelo.

Tipo de perfil na Entrada	DNS		LS		SA	
	x/H	y/H	x/H	y/H	x/H	y/H
$Re_{\theta}=670$	1,76	0,80	0,87	0,32	0,64	0,1
$Re_{\theta}=595$			0,89	0,32	0,66	0,11
Uniforme			0,66	0,23	0,66	0,11

Tabela 6.7 – Dimensões da região de recirculação secundária (y/H)

Na fig. (6.35) são apresentados, em duas seções, os perfis de velocidade obtidos pelo modelo SA com as várias condições de contorno na entrada. Verifica-se prontamente que as maiores diferenças referem-se ao perfil uniforme. Contudo, as predições correspondentes ao $Re_{\theta}=595$ também exibem algumas diferenças, em relação aos resultados obtidos com o perfil de $Re_{\theta}=670$. Registre-se que os perfis gerados pelo modelo LS obtiveram, de um modo geral, o mesmo comportamento apresentado pelo modelo SA.

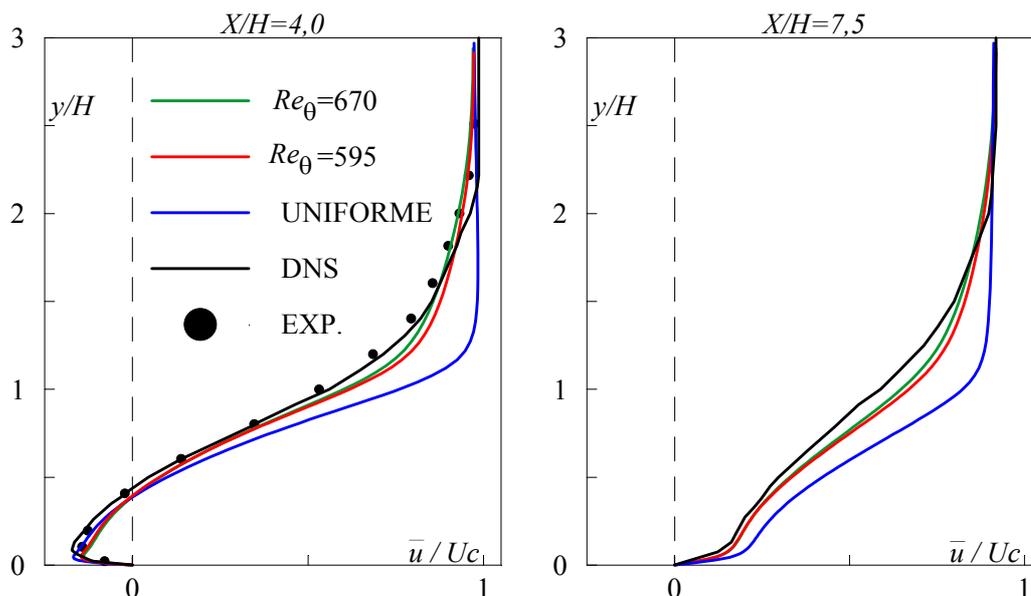


Figura 6.36 – Perfis de velocidade gerados pelo modelo SA para vários Re_{θ}

As fig. (6.37) e (6.38) mostram as curvas de coeficiente de atrito e pressão obtidas pelo modelo SA, para os diversos perfis de velocidade. Verifica-se destas figuras que, para $Re_\theta=595$, as diferenças são pequenas, enquanto para o perfil uniforme a diferença é acentuada. O mesmo comportamento ocorreu com o modelo LS. O fato dos resultados apresentarem pequena diferença, entre $Re_\theta=670$ e $Re_\theta=595$, deve-se a extensão utilizada no canal de entrada, antes do salto ($10H$). Ensaios realizados com o modelo LS, em um configuração sem canal de entrada, mostraram diferenças mais efetivas. Investigou-se também a condição de entrada de κ e ε , verificando-se que, neste caso, praticamente não há influência sobre o escoamento.

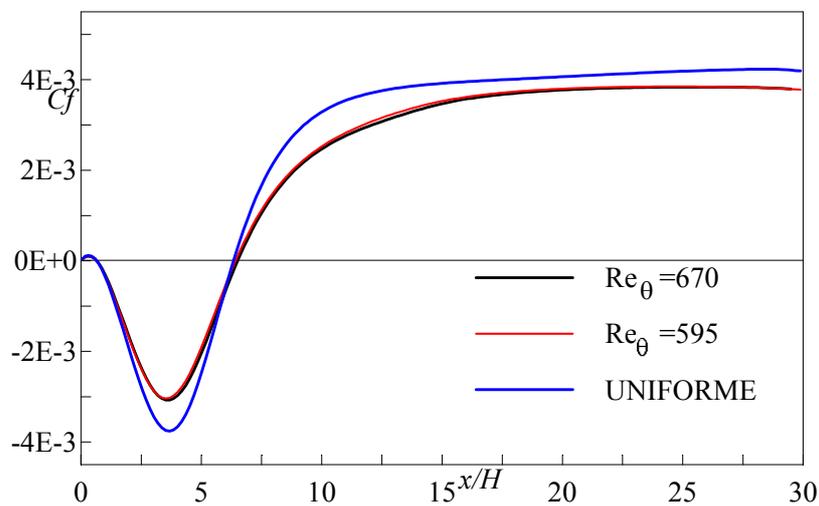


Figura 6.37 – Coeficiente de atrito gerado pelo modelo SA para vários Re_θ

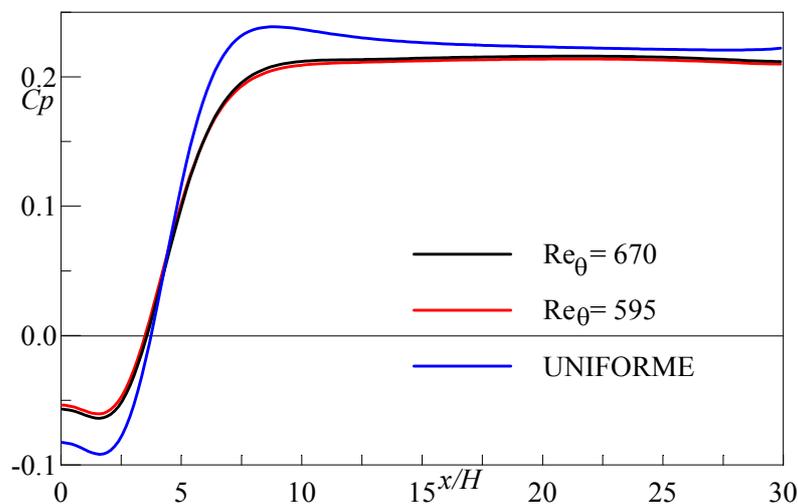


Figura 6.38 – Coeficiente de pressão gerado pelo modelo SA para vários Re_θ

Resumindo, pode-se dizer que quatro modelos de turbulência de duas equações, tipo κ - ε , com extensão para a região da parede, foram empregados para calcular um escoamento turbulento complexo (“backstep”), do qual dados experimentais e resultados de simulação direta encontravam-se disponíveis (Le et al., 1997). Os resultados indicaram claramente um limitado desempenho dos vários modelos, para descrever, junto à parede, este tipo de escoamento. A análise global dos resultados revelou uma performance superior dos modelos SA e LS. Contudo, registra-se que mesmo estes modelos obtiveram sucesso parcial na região da parede. Da simulação direta, sabe-se que o termo do gradiente de pressão-velocidade, da equação de κ , é muito significativo na região da parede ($y^+ < 10$) neste tipo de escoamento. É a difusão de pressão que irá contrabalançar a dissipação e os termos de transporte de turbulência, na região da parede (Le et al., 1997). Talvez a deficiência efetiva dos modelos venha do fato da difusão de pressão ser basicamente desprezada nestes modelos (Chen et al., 1998). Esta hipótese motivou o estudo realizado no próximo subitem, onde se procura avaliar o comportamento assintótico dos vários termos da equação da energia cinética turbulenta e a influência do termo do gradiente de pressão sobre as predições dos modelos de turbulência de Baixo Reynolds.

Já do estudo comparativo dos resultados, obtidos com diversos perfis de velocidade na entrada, verificou-se que mesmo pequenas perturbações no perfil de velocidade provocam diferenças sensíveis nos resultados. Esta constatação indica que a definição do perfil de velocidade na entrada é fundamental para análise deste tipo escoamento.

6.4.2.

Estudo da Influência da Modelagem do Gradiente de Pressão Modelos de Turbulência de Baixo Reynolds

Após ter avaliado o desempenho dos modelos de duas equações κ - ε de Baixo Reynolds de Launder & Sharma (1974), de Sakar (Sakar & So, 1997), de Myong & Kasagi modificado (Chen et al., 1998) e de Yang & Shih (1993) especialmente quanto a sua capacidade de predição das estatísticas de turbulência, investiga-se agora, em escoamentos complexos, o comportamento, junto à parede, dos vários termos da equação da energia cinética turbulenta de cada modelo. O comportamento assintótico de duas correlações propostas na literatura, para a

difusão de pressão, é levantado e comparado ao comportamento do termo exato. A seguir, estas correlações são adicionadas à equação de κ dos modelos e a sua influência nos resultados é dimensionada.

Como já foi mostrado no Capítulo 3, item 3.2, a equação exata da energia cinética turbulenta (eq. 3.20) somente estará balanceada no limite da parede, quando o comportamento assintótico do termo de difusão de pressão (π_k) for dado por:

$$\pi_k = 2\nu(\overline{a_1 a_2} + \overline{c_1 c_2})y + O(y^2) \quad (6.10)$$

Conseqüentemente, não se pode desprezar o termo de gradiente de pressão no limite da parede nos modelos κ - ε de baixo número de Reynolds. De um modo geral, a equação modelada da energia cinética turbulenta, eq. (3.10), é semelhante para todos os modelos de Baixo Reynolds. Nesta equação, o termo de variação (C_k) e o de produção (P_k) corretamente tendem para zero na parede como $O(y^3)$. Porém, os termos de difusão de pressão, π_k , e de transporte turbulento, T_k , são modelados conjuntamente ($D_K = \pi_k + T_k$), como uma difusão turbulenta, por uma hipótese de transporte via gradiente, a qual comporta-se como $O(y^3)$. Porém, a análise da equação exata mostra que este termo deveria ir para zero como $O(y^1)$. Deste modo, supondo-se que o comportamento de ε seja exato e desde que a difusão viscosa, D_μ , é exata, verifica-se que a equação de κ não está balanceada no limite da parede. Há necessidade de se introduzir um termo de correção, para a referida região, que se comporte, no limite da parede, como π_k na eq. (6.10).

É interessante notar que, na forma limite do termo π_k , a viscosidade molecular aparece explicitamente, enquanto esta não se faz presente na equação de Poisson para a flutuação de pressão. Este fato é invocado por alguns modelos como justificativa para negligenciar o supra citado termo ou não introduzir a viscosidade nos modelos que visam reproduzir o termo π_k na região da parede (Chen et al., 1998). Contudo, a presença dos componentes do tensor de tensão de Reynolds na equação de Poisson faz com que a viscosidade esteja implicitamente influenciando as flutuações de pressão. É portanto natural e perfeitamente justificável a presença da viscosidade na forma limite do termo do gradiente de pressão, devendo conseqüentemente estar presente nos modelos do referido termo.

Da análise assintótica dos termos da equação de κ , ficou claro, então, que o

procedimento usual de adicionar os termos do gradiente de pressão e de transporte turbulento, modelando-os com a simples hipótese de transporte por gradiente, não reproduz corretamente o comportamento de π_k , na região próxima a parede. Entretanto, sabe-se, desde a última década de setenta, que este modelo é eficiente no núcleo turbulento.

Os resultados das simulações diretas dos escoamentos turbulentos têm confirmado essa análise assintótica dos termos da equação da energia cinética turbulenta (Kim et al., 1987; Le et al., 1997). A simulação direta do escoamento turbulento em degrau (Le et al., 1997), ao estabelecer o comportamento da dissipação e da difusão viscosa, mostrou que há um significativo desbalanceamento entre estes termos na região de recirculação. O aumento nas flutuações de pressão, na região da recirculação, é devido ao movimento das estruturas de vórtices da camada de cisalhamento, sendo que, neste caso, o seu máximo ocorre afastado da parede. Há um significativo aumento das flutuações de pressão na região afastada da parede. Em regiões de recirculação, as tensões cisalhantes de Reynolds e seus gradientes são grandes fora da parede e, assim, as maiores flutuações de pressão ocorrem no interior da camada de cisalhamento (Na & Moin, 1998).

A parede sólida deforma a estrutura da turbulência na sua vizinhança, impondo-lhe um amortecimento seletivo das flutuações. As flutuações normais a parede são principalmente amortecidas, fazendo a turbulência aproximar-se do estado bidimensional. É por isso que alguns modelos de π_k , propostos na literatura, contém uma função relacionada a distância normal a parede y^+ (Hanjalic, 1994). A correlação proposta por Shih e Mansour é um exemplo deste procedimento (Chen et al., 1998):

$$\pi_k = \frac{0,005}{f_\mu [1 - \exp(-y^+)]} \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial^2 \kappa}{\partial x_j^2} \quad (6.11)$$

Todavia, o uso de tais funções torna-se a principal deficiência destes modelos, pois eles não podem ser aplicados em escoamentos com separação. Como este trabalho se propôs avaliar, em escoamento complexo, a capacidade de alguns modelos de turbulência de duas equações, para baixo Reynolds, que não fazem uso de y^+ em suas funções de amortecimento, seria incoerência adotar uma

destas correlações como modelo do termo de difusão. Em consequência, foram selecionados dois modelos para π_k , que não fazem uso de y^+ , para serem analisados teórica e numericamente. O primeiro foi proposto por Lai & So, (1990):

$$\pi_{\kappa} = -f_w \frac{\kappa \overline{v'v'}}{\varepsilon} \quad (6.12)$$

onde a função $f_w = \exp[-(Ret/150)^2]$ garante o desaparecimento do termo fora da parede. A análise do comportamento assintótico desta correlação, eq. (6.12), mostra que ela comporta-se como y^2 , enquanto o termo exato aproxima-se da parede como y . Por outro lado, de acordo com este modelo, π_k será sempre negativo. Entretanto, a simulação direta de Le et al., (1997) mostra que, no limite da parede, este termo é sempre positivo. Deste modo, supondo-se um correto comportamento da dissipação no limite da parede, esta correlação tenderia a aumentar a falta de balanço da equação de κ .

Outra proposta foi feita por Chen et al. (1998), a qual sugere que o comportamento do gradiente de pressão poderia ser reproduzido pela relação:

$$\pi_{\kappa} = C_{\pi} \kappa \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (6.13)$$

onde a constante C_{π} toma o valor de 116,2. A análise do comportamento assintótico dessa correlação mostra que ela também se aproxima da parede como y^2 , embora o balanço da equação exigisse um comportamento y , eq. (6.10). Outra deficiência é que, na região separada, a correlação é negativa, pois $\partial \overline{u}/\partial y$, termo predominante, torna-se negativo nesta região. O comportamento numérico destas duas últimas correlações será avaliado a luz da simulação direta realizada por Le et al., (1997).

O problema simulado é o mesmo do subitem anterior, ou seja, o escoamento turbulento de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com dupla expansão de área. O movimento médio é bidimensional (x, y), homogêneo na direção z e em regime permanente. A razão entre a altura do canal na saída e altura do canal na entrada é 1,20, a razão de expansão H_o/H é igual a 6. e o número de Reynolds é $Re = (\rho U_c H) / \mu = 5100$. Já o número de Reynolds,

baseado na espessura da camada limite da quantidade de movimento ($Re_\theta = \rho U_c \theta / \mu$), é $Re_\theta = 670$. Mais uma vez, as predições dos modelos foram comparadas com os resultados da simulação direta de Le et al. (1997).

Afim de melhor resolver as regiões próximas a parede, refinou-se a malha nesta fase do trabalho. Empregou-se uma malha não uniforme, com 222×157 pontos nodais. Ao se concentrar os pontos nas regiões próximas a parede, garantiu-se um mínimo de 15 pontos na região da sub-camada laminar ($y^+ < 11$) e 30 pontos na região de $y^+ < 50$.

O comportamento junto à parede dos vários termos da equação modelada da energia cinética turbulenta, na região de recirculação ($x/H=4,0$), é apresentado na fig. (6.39). Nesta figura, é também incluído o comportamento dos termos obtido pela simulação direta (gráfico 'e'). Da comparação com a simulação direta, verifica-se a existência de várias inconsistências nos resultados obtidos pelos modelos. Há diferenças acentuadas tanto na forma quanto nos valores preditos pelos modelos. Mesmo entre os modelos, há significativas diferenças de predição. Os modelos YS e MKM tem um comportamento qualitativo semelhante ao obtido pela simulação direta. Entretanto, nestes modelos, há um desbalanceamento acentuado no limite da parede ($y \rightarrow 0$). O valor na parede de ε é aproximadamente o dobro da difusão viscosa. Além disso, os valores preditos por estes modelos são, de um modo geral, muito maiores que os preditos pela simulação direta (de cinco a dez vezes maior), sendo, por esta razão, necessário excluir do gráfico os valores na parede da dissipação e da difusão viscosa. Tal diferença, em parte, pode ser explicada pelo fato da região de recirculação ser efetivamente subavaliada nestes modelos ($Xr \approx 5,04$ para YS e $Xr \approx 5,17$ para MKM, enquanto é $6,28$ para DNS). Desta forma, a seção escolhida ($x/H=4,0$) está muito mais próximo ao ponto de recolamento nestes modelos que na simulação direta ou mesmo no modelo SA ($Xr \approx 6,4$).

Na fig. (6.40) apresenta-se então a mesma comparação anterior, sendo que agora a seção de levantamento é normalizada pelo comprimento de recolamento (Xr). Mantém-se assim a posição relativa dentro da região de recirculação ($x/Xr=4,0/6,28$). Este procedimento fez com que os valores preditos pelos modelos MKM e YS fossem menores. Por exemplo, no caso do modelo MKM para a seção $x/H=4,0$ tinha-se na parede $\varepsilon = -16,25$ e $D_\mu = 7,64$, sendo que agora

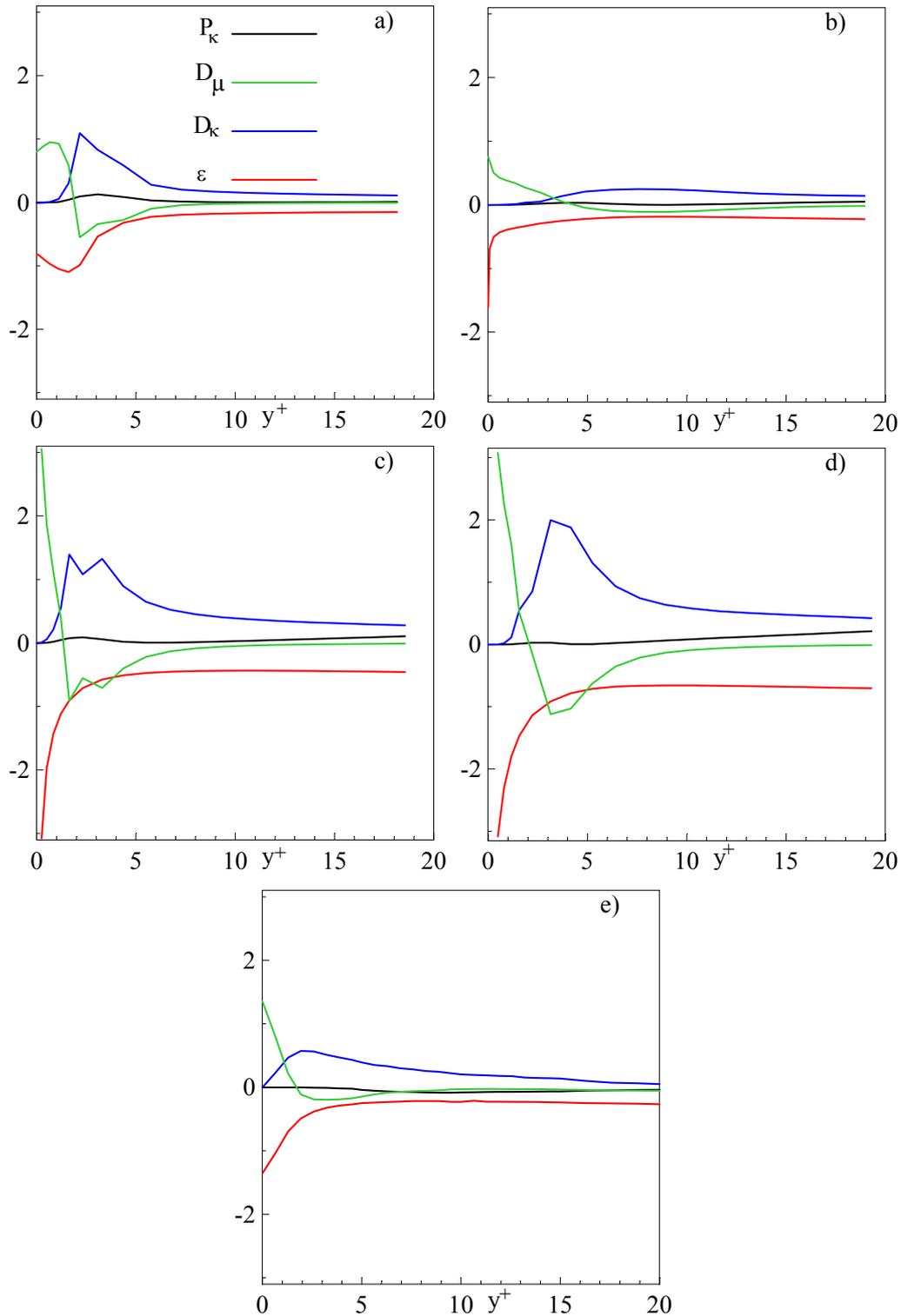


Figura 6.39 - Comportamento de ε , D_μ , D_κ e P_κ , $x/H=4$: a)LS; b)SA; c)MKM; d)YS e)DNS.

tem-se $\varepsilon=-6,77$ e $D_\mu=3,18$. Contudo, os valores ainda são bem maiores que os obtidos pela simulação direta. Registre-se ainda que a difusão viscosa (D_μ), no modelo MKM, apresenta um comportamento atípico ao redor da ordenada $y^+=3$,

tanto na fig. (6.39) como na fig. (6.40). Quanto a difusão turbulenta (D_k) predita

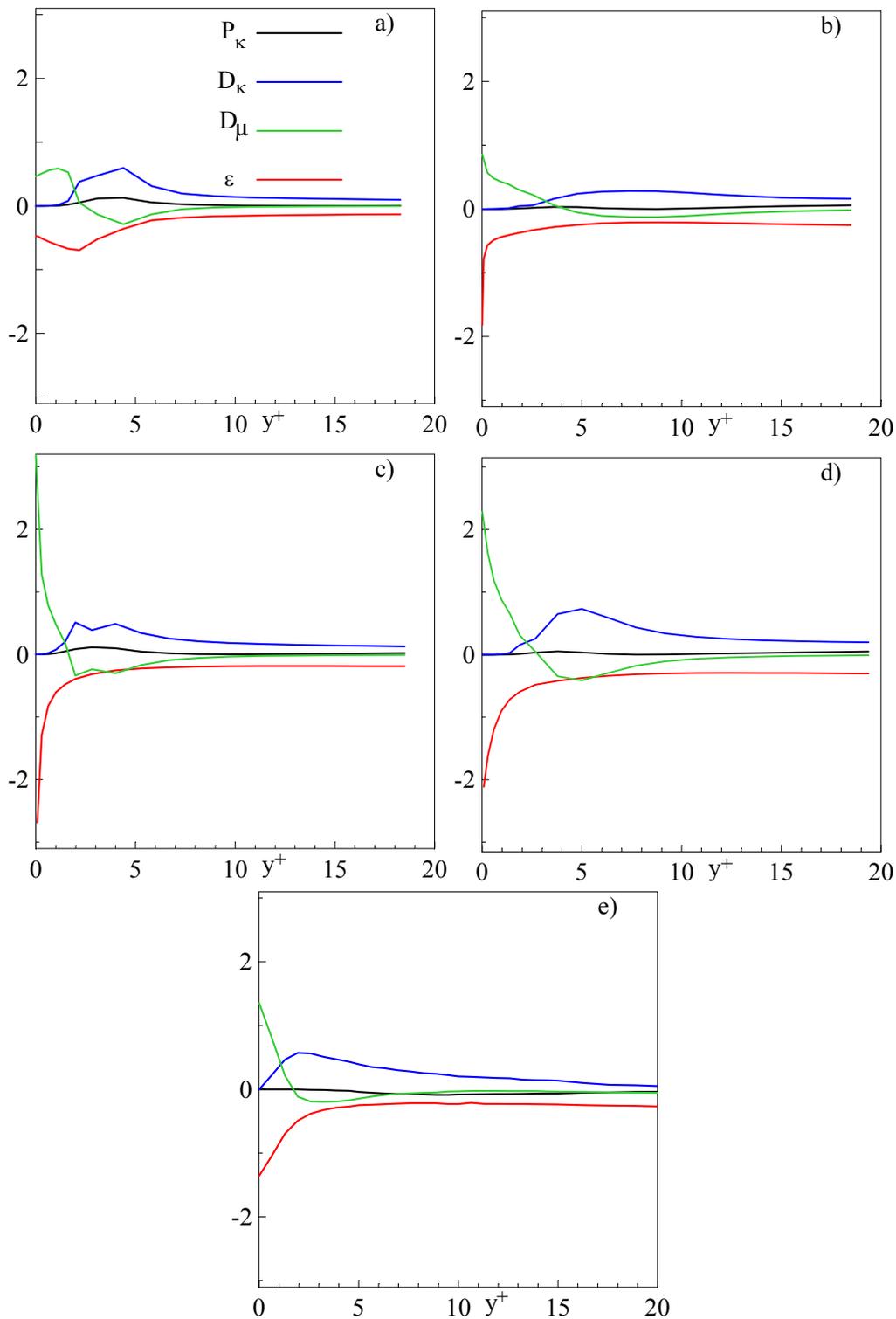


Figura 6.40 - Comportamento de ε , D_μ , D_κ e P_κ , na seção $x=(4,0X_r/6,28)$: a)LS; b)SA; c)MKM; d)YS e)DNS.

pelos modelo MKM e YS, verifica-se, em ambas as figuras, que a declividade do termo no limite da parede ($y \rightarrow 0$) é nula em ambos os modelos, embora na

simulação direta seja diferente de zero. Estes resultados confirmam a análise do comportamento assintótico deste termo, pois os termos modelados aproximam-se da parede como y^3 enquanto o termo exato aproxima-se como y . Os altos valores de difusão turbulenta (D_k) preditos por estes modelos, na fig. (6.39), não se repetem na fig. (6.40). Nesta última, não só os valores são da mesma ordem de grandeza como a forma é mais próxima dos dados da simulação direta. No modelo YS, o valor máximo da difusão turbulenta está mais afastado da parede que os dados da simulação direta. Já o modelo MKM apresenta mais uma vez um comportamento atípico, agora da difusão turbulenta, ao redor de $y^+=3$.

Quanto ao modelo LS, verifica-se das fig. (6.39) e fig. (6.40) que a dissipação (ε) e a difusão viscosa (D_μ) máxima ocorrem fora da parede ($y^+\cong 2$). O comportamento limite destes dois termos não reproduz o comportamento da simulação direta, embora os valores estejam balanceados ($\varepsilon \approx D_\mu$). Na seção $x/H=4,0$, gráfico 'a' da fig. (6.39), os valores obtidos pelo modelo são da mesma ordem de grandeza dos dados de referência, enquanto na fig. (6.40) os valores na parede são bastante subavaliados. A normalização neste caso, diferentemente dos modelos MKM e YS, afastou as predições do resultados da simulação direta. Há um pico de difusão turbulenta (D_k) próximo a parede. Contudo a declividade na parede deste termo também é nula ($y^+ < 2$), como no caso dos modelos MKM e YS. No gráfico 'a' da fig. (6.40), verifica-se que os efeitos da difusão turbulenta e difusão viscosa praticamente se anulam, ao redor de $y^+ \approx 5$. Enquanto na fig. (6.39) o pico de difusão turbulenta é maior que a correspondente difusão viscosa e maior que o valor máximo de difusão turbulenta predito pela simulação direta. O modelo SA, em contra partida, subavalia os termos no limite da parede. O comportamento assintótico dos vários termos não reproduz o comportamento limite da simulação direta. Na parede, a difusão viscosa é pequena em relação a dissipação ($\varepsilon=1,6$ e $D_\mu=0,75$), fazendo com que a equação esteja desbalanceada na parede. A difusão turbulenta é praticamente nula para $y^+ \leq 3$ e não há um pico próximo a parede, como obtido pelos outros modelos e pela simulação direta. Quanto a produção de turbulência (P_k), destaca-se que tanto nos modelos como na simulação direta, a magnitude deste termo, na região próximo a parede, é pequena. Em todos os modelos o termo comporta-se tipicamente como um termo de produção, enquanto, na simulação direta, pode-se verificar que há um intervalo onde ele comporta-se

como um termo de destruição ($P_k < 0$). Este fato tem sua origem no gradiente negativo do escoamento médio reverso. Esta é uma deficiência que atinge todos os modelos e está ligada ao conceito de viscosidade turbulenta.

Da análise das fig. (6.39) e (6.40), pode-se concluir que a difusão turbulenta (D_k), a qual é a soma do transporte turbulento e da difusão de pressão, somente é subavaliada, em toda sub-camada laminar, pelo modelo SA. Todos os modelos falham, todavia, na modelagem desse termo na região limite da parede ($y^+ < 3$), onde o comportamento numérico confirma a análise assintótica.

As fig. (6.41) e (6.42), onde cada efeito é comparado individualmente, mostram as diferenças efetivas das previsões dos modelos e destes com a simulação direta. A fig. (6.41) reproduz o comportamento dos modelos para a coordenada física $x/H=4$, enquanto a fig. (6.42) compara os termos dentro da mesma posição relativa, face ao comprimento de recolamento ($x/Xr=4,0/6,28$).

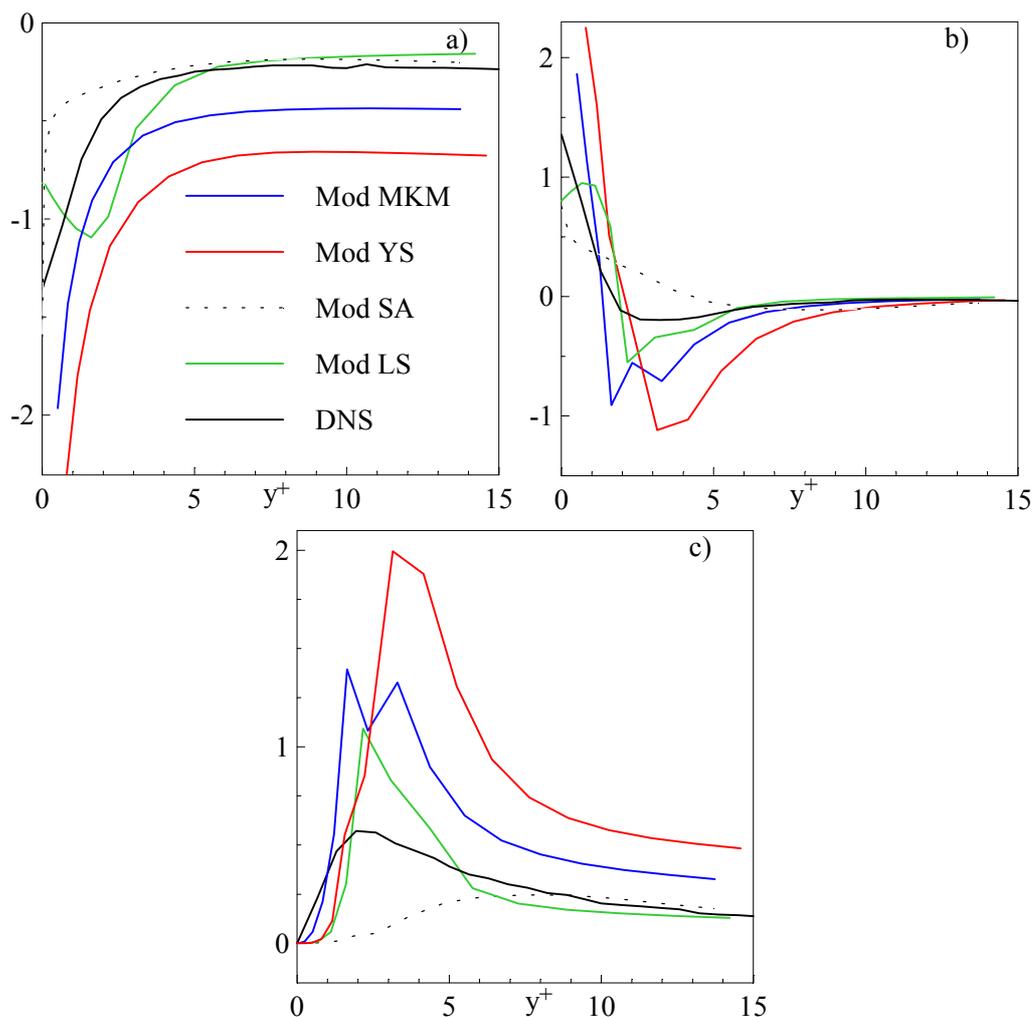


Figura 6.41 - Comportamento de ε , D_μ e D_κ em $x/H=4$: a) ε ; b) D_μ ; c) T_κ .

O estudo dentro da coordenada física (fig. 6.41) mostra que os modelos MKM e YS predizem a dissipação e difusão viscosa (gráficos 'a' e 'b') muito maiores que a simulação direta, especialmente no limite da parede. Aí foi necessário suprimir pontos, a fim de se utilizar uma escala compatível com os demais valores. Como já observado anteriormente, o modelo MKM prediz um comportamento do termo de difusão viscosa do tipo dente serra, quando este termo atua como destruição ($y^+ \approx 3$), o que é fisicamente irreal. Já no tocante a difusão turbulenta (gráfico 'c'), verifica-se que tanto o modelo YS como o modelo MKM predizem novamente valores muito maiores que os dados de referência. Observa-se também que o modelo MKM apresenta um comportamento tipo dente de serra, na mesma ordenada que a difusão viscosa. Tal comportamento é capturado exclusivamente pelo modelo MKM. A grande deficiência do modelo LS é o comportamento dos termos no limite da parede ($y^+ < 5$). A dissipação e a difusão viscosa máxima estão localizadas fora da parede e a difusão turbulenta máxima, é maior que a simulação direta. Para $y^+ > 5$, o modelo aproxima-se efetivamente dos resultados de referência. O modelo SA tem, de um modo geral, um bom comportamento, em relação aos dados da simulação direta. A sua grande deficiência está na região entre $y^+ = 3$ e a parede, onde o modelo subavalia os termos. Especificamente, quanto a difusão turbulenta, verifica-se que o modelo não conseguiu reproduzir o pico na região próxima a parede ($y^+ \approx 2$). O comportamento do modelo SA é típico do termo de transporte turbulento (T_k) (eq. 3.20). Foi realizada uma comparação entre a difusão turbulenta do modelo e o termo de transporte turbulento da simulação direta, onde se verificou uma boa concordância dos resultados. Neste caso, a inclusão de uma correlação para o termo da difusão de pressão (π_k) possivelmente trouxesse benefícios para o modelo SA. A análise da difusão turbulenta, gráfico 'c' da fig. (6.42), no limite da parede ($y^+ < 2$), confirma a correção do estudo assintótico realizado. Os modelos apresentam uma declividade nula na parede, enquanto a simulação direta se aproxima da parede como y^1 .

Já análise da fig. (6.42) mostra que, de um modo geral, os valores preditos pelos modelos tornaram-se menores, quando é tomada a posição relativa dentro da região de recirculação, embora o comportamento qualitativo tenha se mantido idêntico ao da seção $x/H=4,0$ (fig. 6.41). Todavia, deve-se registrar que ainda foi

necessário retirar os elevados valores da difusão viscosa predita pelo modelo MKM e da dissipação pelos modelos MKM e YS, na parede, a fim de compatibilizar as escalas. Por outro lado, o modelo LS subavalia efetivamente o valor da dissipação e da difusão viscosa na parede, gráficos ‘a’ e ‘b’. No que se refere a difusão turbulenta (gráfico ‘c’ da fig. 6.42) os valores agora estão mais próximos dos preditos pela simulação direta. O pico de difusão turbulenta dos modelos YS e LS está deslocado em relação à simulação direta. No limite da parede ($y^+ < 2$), os modelos subavaliam o comportamento desse termo, especialmente o modelo SA que não reproduz o máximo existente nessa região. Os modelos apresentam uma declividade nula para a difusão turbulenta no limite da parede ($y \rightarrow 0$), enquanto na simulação direta isto não ocorre.

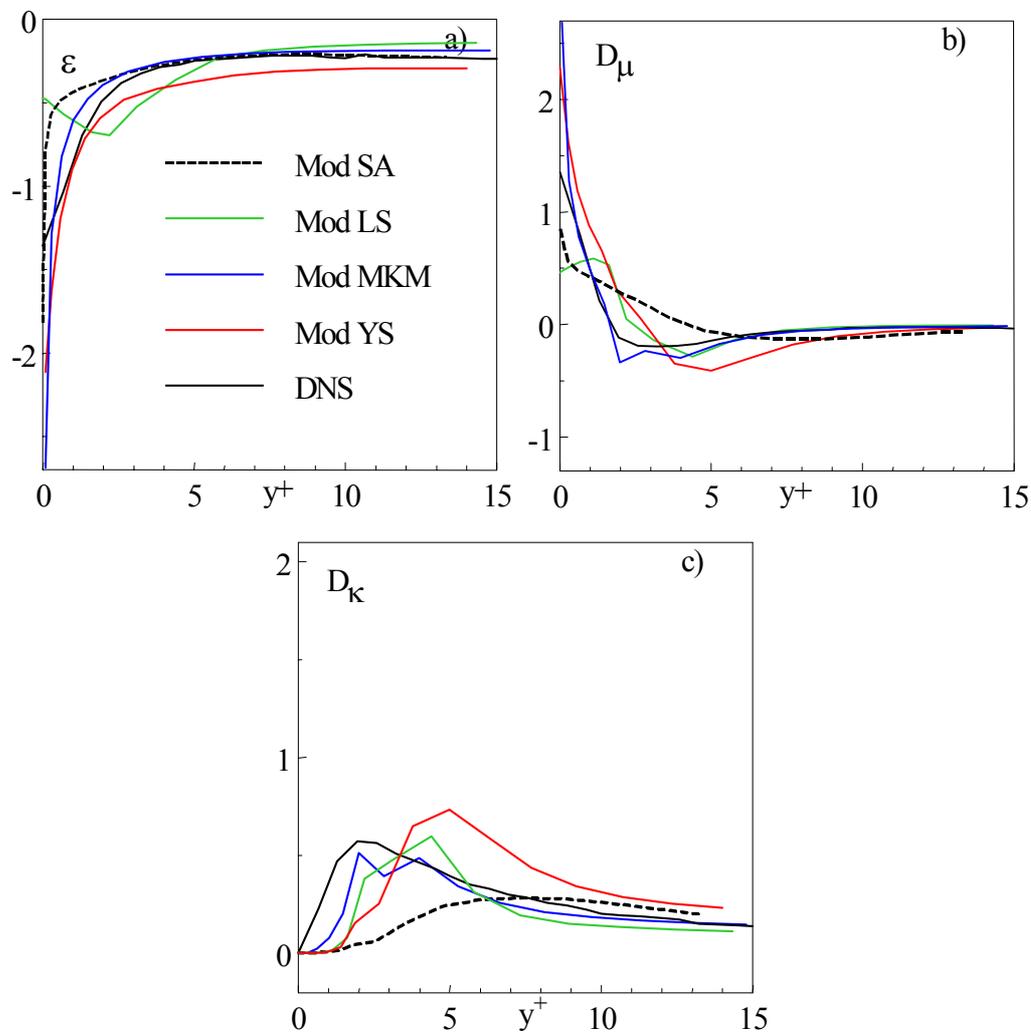


Figura 6.42 - Comportamento de ε , D_μ e D_κ em $x/X_t=4,0/6,28$: a) ε ; b) D_μ ; c) D_κ .

A par do comportamento da difusão turbulenta nos modelos e sabendo, da simulação direta, que o termo do gradiente de pressão (π_κ) é sempre positivo na

região da parede ($y^+ < 7$), pode-se concluir que qualquer tentativa de modelá-lo e incluí-lo nos modelos MKM, LS e YS, sob a alegação que na prática é desprezado, poderá na verdade afastar mais os modelos do comportamento desejado. É evidente das fig. (6.41) e (6.42) que o comportamento assintótico do termo de difusão turbulenta não é o correto. Contudo, a exceção do modelo SA, os demais modelos recuperam rapidamente e, já em $y^+ \approx 2$, igualam-se aos dados de referência. Na verdade o pico de difusão turbulenta dos modelos é deslocado em relação a simulação direta. Neste caso, o efeito da modelagem do termo da difusão de pressão (π_κ) deveria estar restrito a região limite da parede ($y^+ < 2$).

O estudo da região de recirculação revela que somente o modelo SA poderia, em princípio, receber uma correção no termo de difusão turbulenta para $y^+ < 6$. Todavia este comportamento dos modelos não se repete em outras partes do domínio. A fig. (6.43) mostra a difusão turbulenta predita pelos modelos na região do canal de entrada ($x/H = -2,0$) e no início da recuperação do escoamento ($x/H = 7,0$). No canal de entrada, o termo tem uma pequena ordem de grandeza, sendo subavaliado pelos modelos ($y^+ < 7$). Já na região do início de recuperação do escoamento, inverte-se a tendência observada na região de recirculação. Agora os menores valores são obtidos pelos modelos MKM e YS, que subavaliam a predição do termo em relação a simulação direta. O modelo LS reproduz qualitativamente a simulação direta, mas também subavalia o termo. Deve-se, porém, registrar que estes modelos iniciaram a recuperação do escoamento bem antes da simulação direta e do modelo SA. Por outro lado, o modelo SA, que na

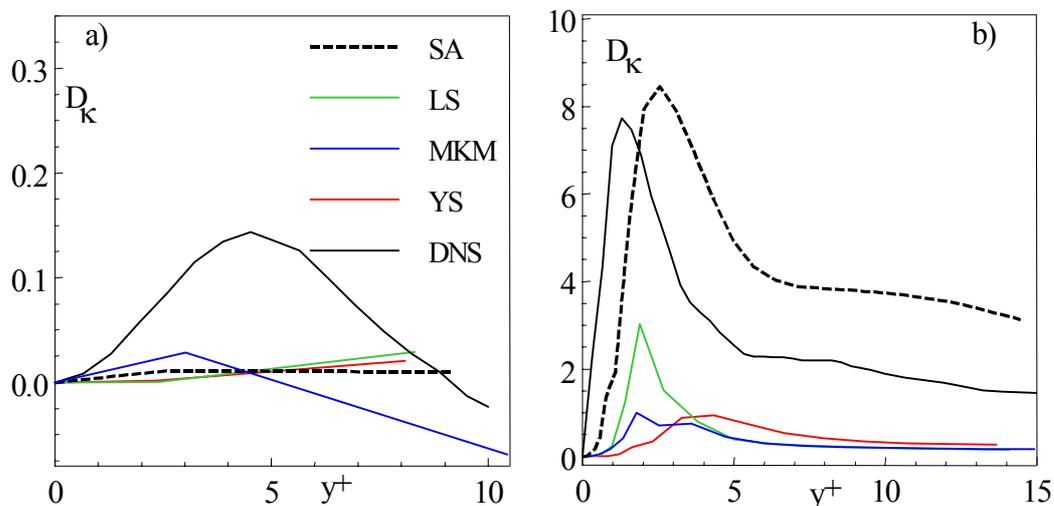


Figura 6.43 – Comportamento de D_κ em: a) $x/H = -2,0$; b) $x/H = 7,0$.

região de recirculação subavaliou a difusão turbulenta, agora gera valores maiores que a simulação direta. Nesta posição fica também evidente a conformidade do comportamento numérico dos modelos com a análise assintótica.

Da análise teórica do comportamento assintótico dos termos da equação da energia cinética turbulenta, sabe-se que os termos ε , D_μ e π_κ são dominantes no limite da parede e que o balanço da equação nessa região depende fundamentalmente do termo do gradiente de pressão. Como π_κ é modelado juntamente com o termo de transporte turbulento, a verificação do balanço dos termos, na região da parede, deve considerar o termo de difusão turbulenta. Por isso, o somatório dos termos ε , D_μ e D_κ ($D_\mu + D_\kappa - \varepsilon$) é dado na fig. (6.44), para a coordenada $x/H=4$ e para a posição relativa $x/X_r=4,0/6,28$. Verifica-se prontamente que o modelo SA obtém os resultados mais próximos da simulação direta. Os modelos LS, MKM e YS apresentam um comportamento diferente da simulação direta. Estes modelos predizem um pico negativo de balanço, em $y^+ \approx 2$, o qual não é previsto pelo modelo SA e levemente pelos dados 'DNS'. É interessante notar que é nos modelos com altos valores de difusão turbulenta, especificamente os modelos MKM, LS e YS, que há este pico no somatório. A inclusão, em $y^+ < 5$, de um modelo para π_κ , o qual aumentasse a difusão turbulenta ($\pi_\kappa > 0$), como previsto pela simulação direta, supondo os outros termos constantes, eliminaria ou atenuaria o comportamento apresentado por estes modelos, no que se refere ao somatório dos termos dominantes, mas afastaria mais as predições dos modelos, no caso particular da difusão turbulenta. Por outro lado, se a correlação

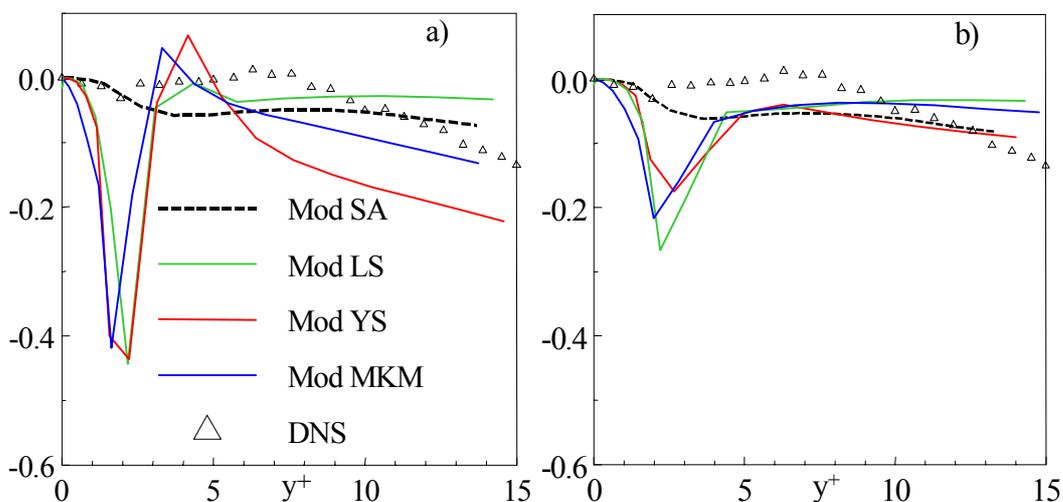


Figura 6.44 – Somatório, na parede, dos termos ε , D_μ e D_κ em:
a) $x/H=4,0$; b) $x/X_r=4,0/6,28$

representativa do termo π_κ fosse negativa, contrariando os dados da simulação direta, o pico negativo apresentado pelos modelos no balanço seria maior, embora a difusão turbulenta estivesse mais próxima, neste caso, dos dados de referência.

Após a análise dos modelos selecionados, verifica-se, a seguir, a influência da modelagem de π_κ sobre o comportamento destes modelos. Cabe destacar que a constante da correlação de Chen et al. (1998) foi tomada como 0,01162 e não 116,2. Como originalmente proposta pelos autores, a correlação gerou valores dominantes altíssimos na região da parede e na camada de cisalhamento, levando a resultados inconsistentes. Mesmo o valor aqui empregado produziu altos valores nas citadas regiões, como mostrado na fig. (6.45). As estatísticas de turbulência, coeficiente de atrito, coeficiente de pressão e ponto de recolamento, são investigados a seguir.

DNS	LS	SA	MKM	YS	π_κ - eq. 6.12				π_κ - eq. 6.13			
					LS	SA	MKM	YS	LS	SA	MKM	YS
6,28	5,43	6,41	5,17	5,04	5,56	6,46	5,20	5,13	5,40	5,12	4,19	4,18

Tabela 6.8 - Ponto de recolamento

Os pontos de recolamentos, obtidos com os modelos modificados pela inclusão do termo π_κ , são apresentados na tabela (6.8). O primeiro valor refere-se aos resultados obtidos pelos modelos na sua forma original. Enquanto, os pontos de recolamento obtidos, a partir da inclusão das correlações de Lai & So (1990) e Chen et al. (1998), constam, respectivamente, nos segundo e terceiro grupamentos. Os resultados com a correlação de Chen et al. (1998) se caracterizam por uma redução da região de recirculação e conseqüentemente afastaram-se mais da referência. Por outro lado, com a proposta de Lai & So, (1990) os resultados exibem um pequeno alongamento da região de recirculação (menos de 2%) e conseqüentemente, com exceção do modelo SA, aproximam-se mais da simulação direta. O mesmo comportamento foi observado no que se refere aos coeficientes de atrito e pressão. Na fig. (6.45), utilizando-se os resultados de SA e YS, mostra-se os resultados típicos do coeficiente de atrito dos modelos. Já na fig. (6.46), utilizando-se agora os resultados de LS e MKM, mostra-se os resultados típicos do coeficiente de pressão. A correlação de Chen et al. (1998) piorou a predição destes dois coeficientes, enquanto, de um modo geral, a correlação de Lai & So, (1990) provocou pequenas variações nos resultados.

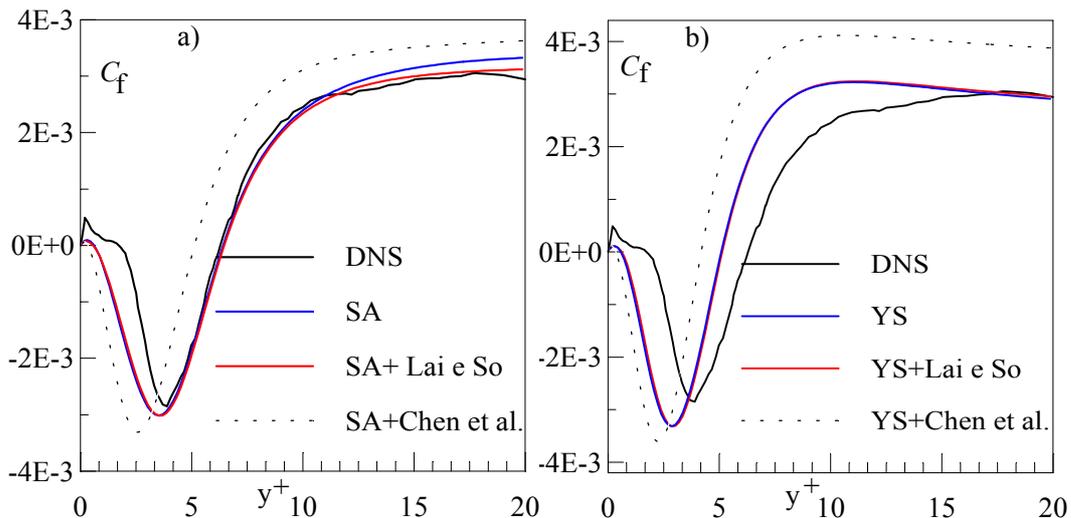


Figura 6.45 – Coeficiente de atrito: a) SA; b) YS.

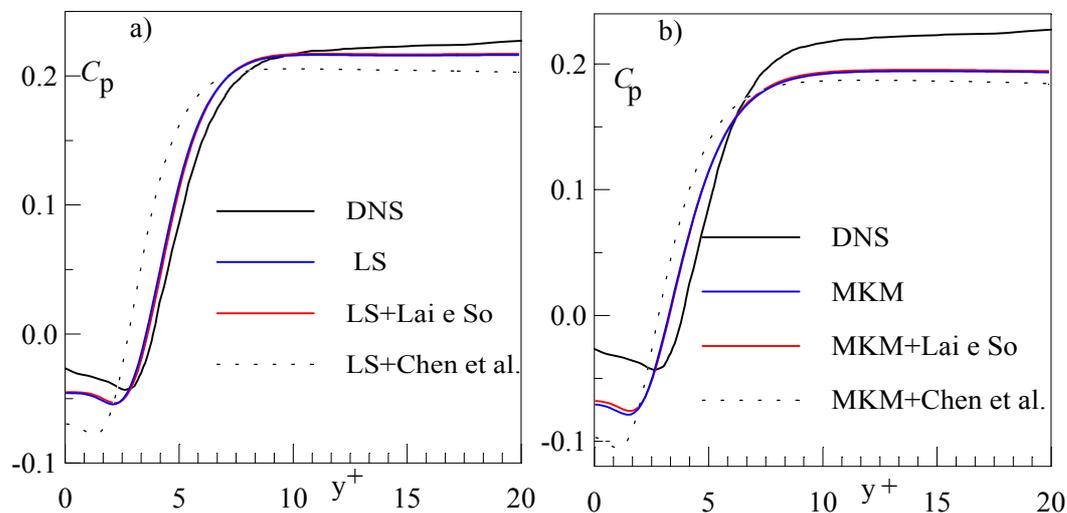


Figura 6.46 – Coeficiente de pressão: a) LS; b) MKM.

Considerando o conjunto dos resultados, pode-se dizer que a correlação, dada pela eq. (6.13), fez com que, em todos os modelos, o comportamento dos vários termos da equação de κ se afastasse completamente do formato original. As diferenças entre as predições, com e sem a inclusão da correlação de Chen et al. (1998), podem ser vista na fig. (6.47), onde são exibidos os resultados obtidos pelos modelos SA e MKM, nas suas formas originais e com a inclusão da eq. (6.13). Os traços contínuos são os resultados obtidos sem a correlação, enquanto o tracejado representa as predições com a inclusão da eq. (6.13). A análise da figura permite ver que, com a inclusão da correlação de Chen et al. (1998), os modelos geraram valores muito maiores que na sua forma original. Mesmo o termo de produção, que não é significativo nessa região, assume valores da mesma ordem de grandeza dos outros termos. Já o comportamento dos modelos com a

correlação de Lai & So (1990), eq. (6.12), mostrou-se qualitativamente semelhante ao original dos respectivos modelos, conforme é exibido pela fig. (6.48). Nesta figura, são apresentados as previsões dos modelos LS e MKM, tanto com a inclusão da correlação de Lai & So (1990), como sem essa correlação. Mais uma vez, o traço contínuo representa a previsão sem a correlação, enquanto o tracejado com a referida correlação. Nesta configuração, os modelos LS, MKM, e YS obtiveram níveis menores de ε , D_μ e D_κ em relação as suas previsões originais, enquanto os resultados do modelo SA são praticamente idênticos. Cabe destacar que os modelos, de um modo geral, mostraram-se muito sensíveis a introdução destas correlações. Pequenas variações do termo π_κ , como será visto nas fig. (6.50) e (6.51), geram variações significativas nas previsões dos modelos.

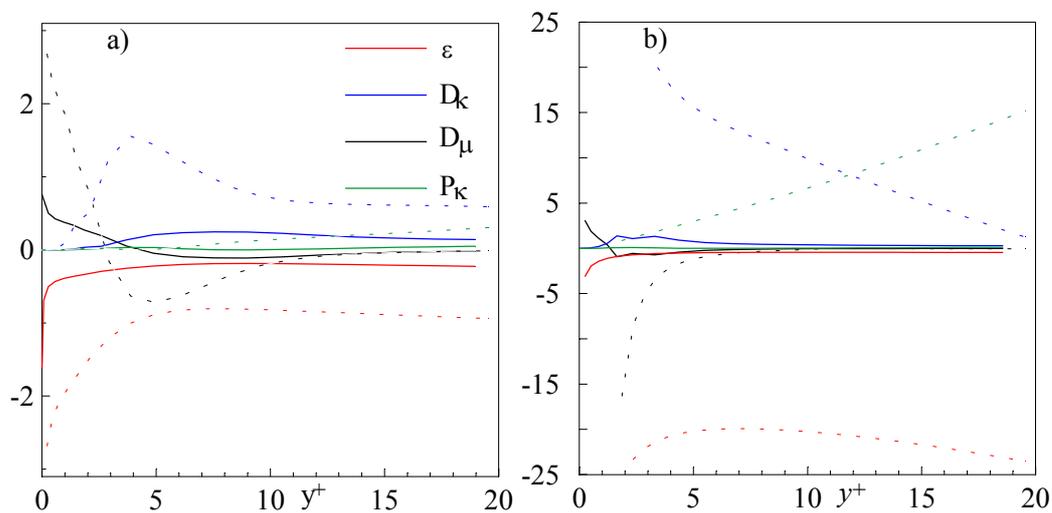


Figura 6.47 - Comportamento de ε , D_μ , D_κ e P_κ com e sem eq. (6.13) $x/H=4$: a)SA; b)MKM.

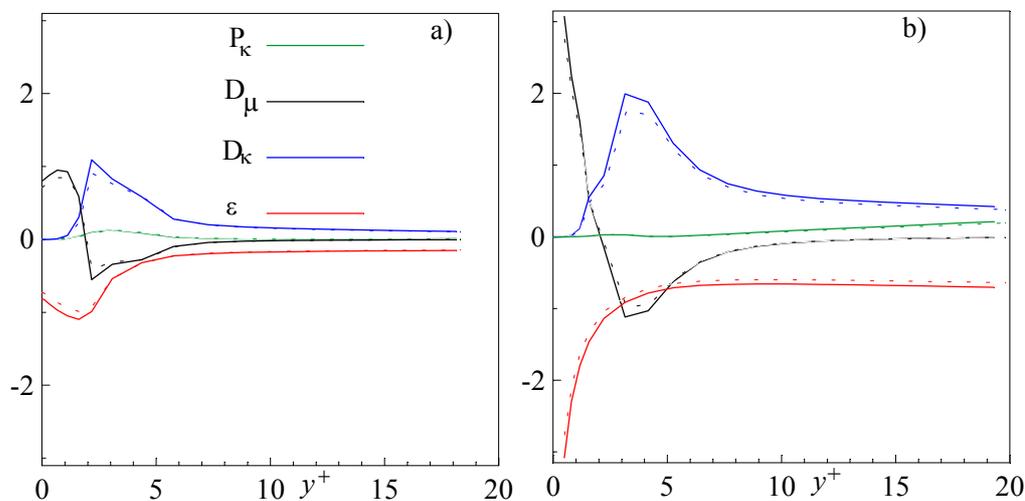


Figura 6.48 - Comportamento de ε , D_μ , D_κ e P_κ com e sem eq. (6.12); $x/H=4$: a)LS; b)YS.

A seguir é mostrado, na fig (6.49), o efeito da inclusão das eq. (6.12) e (6.13) sobre o balanço dos termos ε , D_μ e D_κ ($D_\mu + D_\kappa - \varepsilon$), no limite da parede, para a coordenada $x/H=4,0$. Os gráficos ‘a’ e ‘b’ exibem o efeito da inclusão da eq. (6.12) nos modelos LS e MKM, enquanto o gráfico ‘c’ apresenta o efeito da eq. (6.13) sobre as predições do modelo SA. Deve-se registrar que somente o balanço do modelo SA com a correlação de Chen et al. (1998) é compatível com o padrão exibido pela simulação direta. Por isso, deixou-se de incluir um segundo balanço dos termos dominantes na fig. (6.49), referente a eq. (6.13). Em contrapartida, os balanços dos modelos SA e YS, com e sem a inclusão da correlação de Lai & So (1990), tem um comportamento relativo semelhante ao apresentado pelos modelos LS e MKM.

A comparação dos balanços, realizada nos gráficos ‘a’ e ‘b’, para a correlação de Lai & So (1990), mostra que o comportamento das predições foi basicamente o mesmo com ou sem a inclusão da eq. (6.12). Há pequenas diferenças ao redor da ordenada $y^+=4,0$ e ao final do domínio mostrado ($y^+=15,0$), para o modelo MKM (gráfico ‘b’). Já no caso do modelo SA, gráfico ‘c’, onde se compara o balanço com e sem a correlação de Chen et al. (1998), verifica-se uma enorme diferença entre as predições do modelo. O modelo SA que, sem a inclusão da referida correlação, não apresentava um pico negativo acentuado ao redor da ordenada $y^+=2,0$, exhibe agora incorretamente o mesmo comportamento obtido pelos outros modelos nessa ordenada. Cabe destacar ainda, que neste balanço não foi introduzido o termo de produção, que da análise assintótica foi visto ser desprezível na região da parede. Contudo, da análise da fig. (6.47), sabe-se que o termo de produção tornou-se significativo, ao ser introduzida a correlação proposta por Chen et al. (1998). Este termo assume valores da mesma ordem de grandeza do balanço exibido na fig. (6.49), já na ordenada $y^+=5,0$.

O comportamento do termo π_κ , dado pela eq. (6.13), é apresentado na fig. (6.50), para $x/H=4$. No gráfico ‘a’, para $y^+ < 200$, verifica-se que os modelos MKM e YS predizem um pico em $y^+ \approx 50$ ($y/H \approx 0,8$), região acima da camada de cisalhamento. Os valores aí preditos são significativos face aos valores da produção e da dissipação gerados pelos modelos. O comportamento deficiente da correlação é oriundo da falta de uma função que limite o seu significado à região de Baixo Reynolds. Os modelos MKM e YS geram valores elevados também junto a parede ($y^+ < 20$), enquanto os resultados de SA e LS estão próximos de zero

(gráfico 'b' da fig. 6.49). No limite da parede ($y^+ \rightarrow 0$), todos os modelos obtêm valores negativos, fruto do perfil de velocidade negativo. Valores significativos afastados da parede e valores negativos no limite da parede são incompatíveis com a modelagem do termo π_κ e com as deficiências da modelagem tradicional do termo de difusão turbulenta.

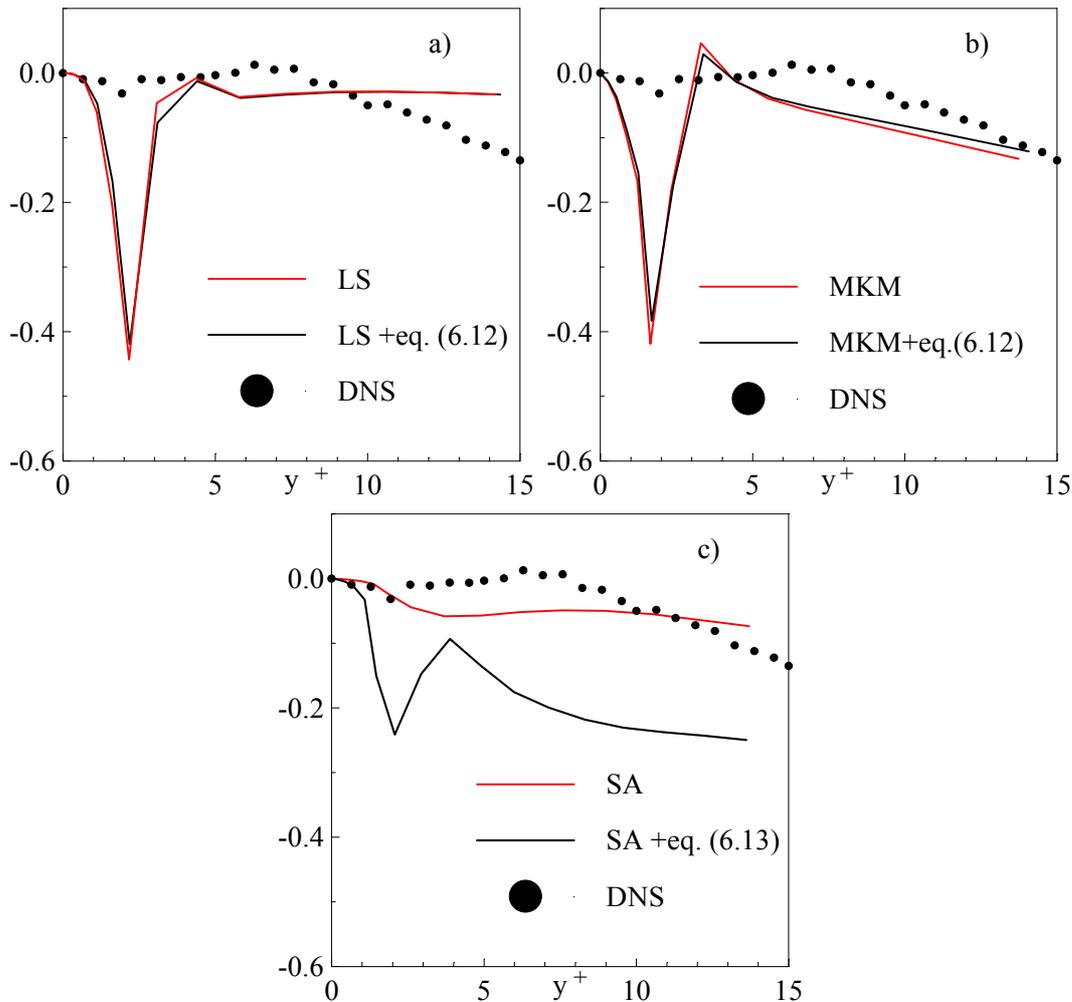


Figura 6.49 – Balanço de ε , D_μ e D_κ , $x/H=4,0$, com eq. (6.12) e (6.13); a) LS; b)MKM; c)SA

Os resultados alcançados com a proposta de Lai & So (1990) são apresentados na fig. (6.51). Não se incluiu, nesta figura, os dados da simulação direta, por que estes são cerca de 10^2 maiores que os resultados da correlação. Como previsto na análise teórica, o termo é sempre negativo, no limite da parede, enquanto na simulação direta é positivo. Por outro lado, a correlação tem a virtude de restringir seu significado a região da parede. A excessiva difusão turbulenta, presente nos modelos MKM, YS e LS, faz com que esta correlação melhore a modelagem do referido termo e consequentemente o balanço dos termos

dominantes na região da parede. Deste modo, a correlação de Lai & So pode, no caso destes modelos, ser considerada como uma correção, para a região da parede. Contudo, ela não pode ser considerada como uma correlação representativa do termo π_κ , pois não tem o critério da universalidade. No modelo SA, que subavalia a difusão turbulenta, a correlação afasta mais os resultados do padrão desejado.

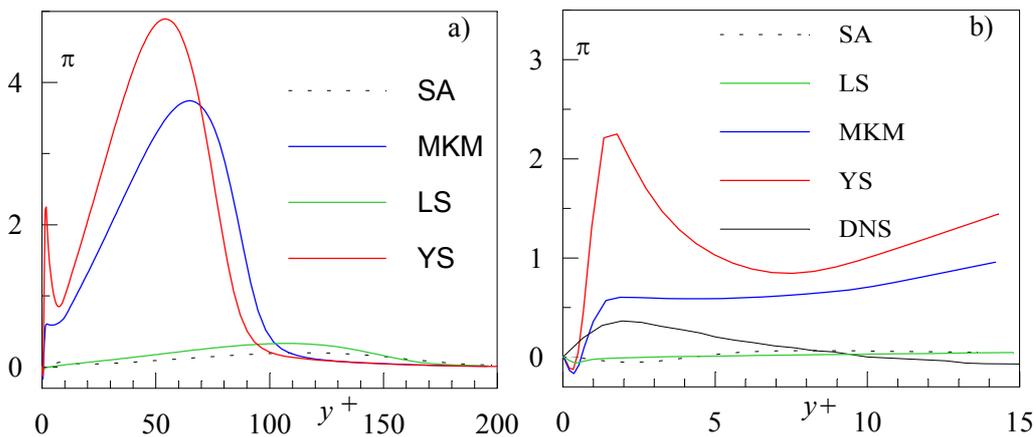


Figura 6.50 – Termo π_κ Chen et al., eq. (6.13), para $x/H=4$: a) $y^+ < 200$; b) $y^+ < 20$.

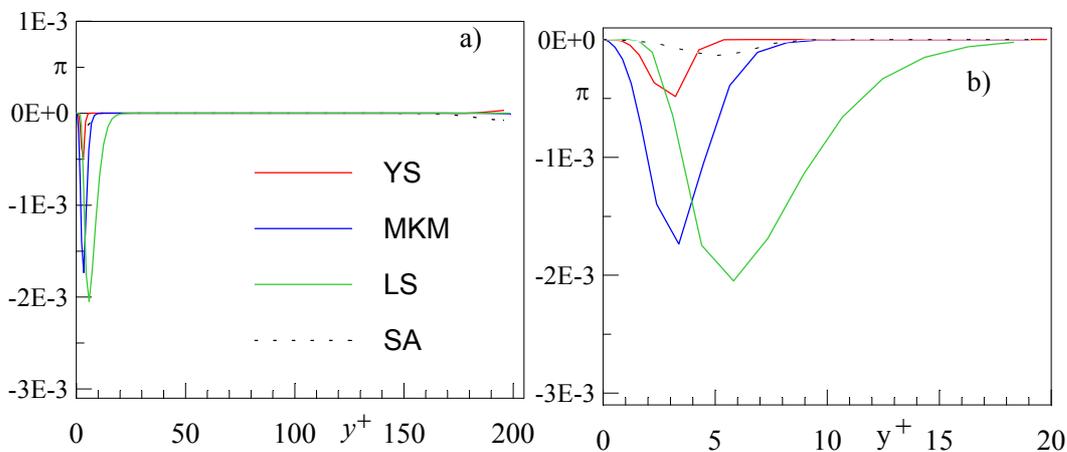


Figura 6.51 – Termo π_κ Chen et al., eq. (6.12), para $x/H=4$: a) $y^+ < 200$; b) $y^+ < 20$.

Sobre o comportamento dos termos, fora da região de recirculação, pode-se registrar que, no canal de entrada ($x/H = -2,0$), os modelos capturam bem o termo de produção, mas falham na predição da difusão viscosa e difusão turbulenta e não conseguem também reproduzir corretamente o comportamento assintótico da dissipação. Há um desbalanceamento entre ε e D_μ na parede. A difusão turbulenta é

praticamente nula para $y^+ < 10$, embora, segundo a simulação direta, seja um importante termo de ganho de energia ($D_\kappa = 0,12$). No início da recuperação do escoamento ($x/H=7,0$), somente o modelo SA não subavalia os termos. A difusão turbulenta capturada pelo modelo SA nesta seção concorda bem com a simulação direta. Na região final de recuperação do escoamento ($x/H=18,0$), os termos não crescem tão rapidamente, junto a parede, como nas seções anteriores. A principal deficiência dos modelos está no comportamento assintótico dos termos ($y^+ < 5$). A difusão turbulenta é muito subavaliada.

Resumidamente pode-se dizer que, neste subitem, investigou-se com ajuda dos dados da simulação direta do escoamento turbulento em degrau (“*backstep*”) (Le et al., 1997), o comportamento, junto a parede, dos vários termos que compõem a equação da energia cinética turbulenta, de quatro modelos κ - ε para baixo número de Reynolds. Avaliou-se também o comportamento de duas correlações, propostas na literatura, para modelagem do termo de difusão de pressão da referida equação, e as conseqüências destas correlações nas predições dos modelos.

Da análise teórica das equações modeladas verificou-se que a equação de κ não está perfeitamente representada no limite da parede ($y \rightarrow 0$). Há necessidade do termo de difusão turbulenta ($D_\kappa = T_\kappa + \pi_\kappa$) ter um comportamento y no limite da parede. Este comportamento é próprio do termo π_κ . Todavia, o modelo de difusão turbulenta utilizado nos quatro modelos comporta-se como y^3 . As predições numéricas validaram esta análise. O comportamento assintótico da difusão turbulenta modelada é diferente daquele apresentado pela simulação direta. Enquanto a declividade do termo modelado é nula na parede ($y=0$), a correspondente difusão na simulação direta possui uma derivada positiva ($\partial D_\kappa / \partial y > 0$). Há, na parede, um forte desbalanceamento da dissipação e da difusão viscosa previstas pelos modelos. Os modelos MKM e YS predizem, na parede, valores de difusão viscosa e dissipação muito maiores que os previstos pela simulação direta. Por outro lado, o modelo LS tem um comportamento assintótico incorreto. Este modelo prediz o pico de dissipação e difusão viscosa fora da parede ($y^+ = 2$). Os termos só se aproximam da referência (‘DNS’) a partir de $y^+ = 5$. Já o modelo SA subavalia a difusão turbulenta, na maioria das seções transversais ao domínio, e a taxa de crescimento da dissipação (ε) e da difusão viscosa (D_μ) no limite da parede.

Da análise teórica e da simulação numérica das propostas de Chen et al. (1998) e So e Lai (1990), para modelagem do termo do gradiente de pressão (π_κ), verificou-se que as duas correlações não possuem o comportamento assintótico desejado. A correlação de Chen et al. (1998) torna-se negativa no limite da parede, quando o perfil de velocidade é negativo nesta região, enquanto a correlação de Lai & So (1990) é sempre negativa. Entretanto, o termo do gradiente de pressão é sempre positivo na região da parede (Le et al., 1997). Outra deficiência da proposta de Chen et al. é a predição de valores significativos fora da região da parede, especialmente na região da camada de cisalhamento. A correlação não possui uma função que limite a sua ação a região de baixo número de Reynolds. A importância do termo π_κ se restringe a uma pequena faixa junto a parede ($y^+ < 5$), a qual cresce na zona de recirculação ($y^+ < 10$).

A inclusão da proposta de Chen et al. (1998) nos modelos selecionados, como já era esperado, fez com que os resultados se afastassem mais do padrão desejado. Registre-se que os modelos só convergiram, quando a constante C_π da correlação foi tomada como 0,01162 e não como originalmente proposta (116,2). Já a correlação de Lai & So (1990) melhorou as predições dos modelos LS, YS e MKM. Esta correlação, por ser negativa, atua como um termo de destruição na equação de κ . Os citados modelos obtêm maiores níveis de energia cinética turbulenta.

Dos resultados obtidos pode-se então concluir que não é a modelagem do termo de difusão turbulenta uma fonte de inconsistência decisiva, no atual estágio de desenvolvimento dos modelos κ - ε para baixo número de Reynolds. Mesmo que fosse desenvolvido uma correlação representativa do comportamento do termo do gradiente de pressão, a sua inclusão direta nos modelos não seria garantia de um melhor comportamento dos modelos.

Dos modelos aqui estudados, somente o modelo SA, pelos níveis de energia cinética turbulenta capturados, poderia receber, no limite da parede, uma correção referente ao termo π_κ . Porém, o comportamento do termo de difusão turbulenta não é uniforme. Em grande parte do domínio, este termo é subavaliado. Contudo, no início da recuperação do escoamento ($x/H=7,0$), o modelo prediz uma difusão turbulenta da mesma magnitude da simulação direta, não necessitando de correção.

6.5.

Avaliação Numérica de Modelos de Duas Equações Não Lineares Escoamento de Alto Reynolds

Sabe-se que uma melhor predição das tensões de Reynolds, particularmente no que se refere aos efeitos de anisotropia, é importante na correta previsão de escoamentos complexos separados. Escoamentos turbulentos secundários induzidos não são preditos pela estrutura do modelo κ - ε linear, desde que nestes modelos a diferença de tensões normais é nula.

Do Capítulo 3, sabe-se também que a adição de termos não lineares na relação constitutiva tensão deformação pode representar a resposta da turbulência a certas deformações complexas, enquanto o modelo permanece dentro da estrutura de uma ou duas equações. Para considerar a anisotropia das tensões normais, a relação não linear tensão deformação deve ser ao menos quadrática nos produtos dos gradientes da velocidade média, enquanto o tratamento da curvatura das linhas de corrente exigem termos cúbicos.

Ao final da última década de oitenta, Speziale (1987) propôs uma relação constitutiva não linear quadrática, para o tensor de Reynolds, conforme apresentado no Capítulo 3 (eq. 3.42). O procedimento foi inspirado na similaridade entre o escoamento turbulento médio de um fluido Newtoniano e o escoamento laminar do fluido viscoelástico, como sugerido por Rivlin (Mompean, 1998). O modelo se propunha a melhorar as predições das tensões de Reynolds. A relação constitutiva não linear da tensão de Reynolds com relação a deformação média, proposta por Speziale, foi incorporada a estrutura do modelo κ - ε , dando origem ao modelo, conhecido na literatura, como modelo κ - ε não linear de Speziale de Alto Reynolds.

Yakhot et al. (1992), por outro lado, acoplando a relação constitutiva não linear proposta por Speziale (1987) às equações de governo do modelo κ - ε RNG, deram origem a um novo modelo κ - ε RNG não linear (Yakhot et al., 1992). Os autores propuseram ainda, como no modelo κ - ε renormalizado não linear de Rubinstein e Barton (Rubinstein & Barton, 1990), desprezar os efeitos convectivos da derivada de Oldroyd.

Considerando-se que uma melhor predição das tensões de Reynolds é importante na correta previsão de escoamentos complexos com separação,

particularmente no caso do escoamento em degrau, pretendeu-se, nessa fase do trabalho, investigar a capacidade de predição e o comportamento computacional dos modelos não lineares propostos por Speziale (1987) e por Yakhot et al. (1992), nesse tipo de escoamento. Os modelos foram avaliados em relação aos modelos κ - ε linear e κ - ε RNG linear e suas predições foram comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980).

As equações de governo dos modelos não lineares de Speziale (1987) e Yakhot et al. (1992) foram apresentadas no Capítulo 3, quando os modelos com média de Reynolds foram discutidos.

O escoamento simulado é idêntico ao proposto nos itens 6.2 e 6.3 deste capítulo, ou seja, escoamento em regime permanente, homogêneo na direção z e bidimensional (x, y) nas propriedades médias, de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com salto de área em expansão e número de Reynolds $1,32 \times 10^5$. Repetiu-se integralmente a configuração utilizada no item 6.2. (fig. 6.2), de modo que as predições dos modelos pudessem ser comparadas com os dados experimentados de Kim et al. (1980).

Na entrada do canal, especificou-se os perfis de velocidade média horizontal (\bar{u}), de energia cinética de turbulência (κ) e da taxa de dissipação de energia cinética de turbulência (ε). Estes perfis foram obtidos do cálculo de escoamento hidrodinamicamente desenvolvido em canal de placas planas e infinitas, sendo os mesmos utilizados nas simulações realizadas no item 6.2. Como condição de contorno na seção de saída, adotou-se a hipótese de difusão nula. Já nas placas utilizou-se a lei da parede na sua forma padrão de duas camadas (Apêndice A).

Em todos os cálculos computacionais conduzidos nesta simulação utilizou-se uma malha não uniforme 200×100 , conforme esquematizada no item 6.2. (fig. 6.3).

O modelo não linear de Speziale, com a presença dos termos convectivos da derivada de Oldroyd, não foi de fácil convergência. Alguns autores, a fim de obterem uma solução numericamente estável, têm desprezado esses termos convectivos (Apsley & Leshziner, 1998). Neste trabalho, a melhor solução foi obtida, quando os termos convectivos da derivada de Oldroyd, na direção preferencial do escoamento, foram tratados com o esquema “*upwind*” e,

simultaneamente, foi adotado um forte sub-relaxamento das equações. Mesmo neste caso, o modelo se mostrou de difícil convergência. Os resíduos das equações não apresentaram um comportamento monotonicamente decrescente, em todo processo de solução. Quando o resíduo de massa era da ordem 10^{-10} , a solução passava a ter um comportamento instável, oscilando ao redor desse valor. Comportamento numérico totalmente diferente foi revelado pelo modelo RNG não linear. O modelo não apresentou dificuldade de convergência e os resíduos decresceram continuamente, durante o processo de solução. Ao se comparar o comportamento numérico do modelo κ - ε linear e o κ - ε RNG linear com o comportamento numérico dos modelos κ - ε não linear de Speziale e o κ - ε RNG não linear de Yakhot et al. (1992), respectivamente, verifica-se o papel fundamental da inclusão ou não dos termos convectivos da derivada de Oldroyd sobre o processo de convergência desses modelos, quando empregados na solução do escoamento em degrau. Uma sugestão de trabalho futuro, seria avaliar a influência da ausência desses termos no comportamento numérico e nas previsões do modelo de Speziale (1987).

Serão apresentados os resultados referentes ao ponto de recolamento, perfis de velocidade média, tensões de Reynolds, coeficiente de atrito e coeficiente de pressão, os quais foram comparados aos dados experimentais de Kim et al. (1980).

Da análise das linhas de corrente obtidas com os modelos, verificou-se que o modelo κ - ε linear é o modelo que apresenta o pior resultado, predizendo uma região de recirculação bem menor que a observada experimentalmente. O modelo RNG linear obtém um significativo alongamento da região de recirculação, em relação ao modelo κ - ε linear, conforme já foi mostrado anteriormente. Contudo, a região de recirculação secundária, predita pelo modelo, não é capturada corretamente, sendo sub-avaliada. Já o modelo κ - ε não linear de Speziale obtém uma região de recirculação semelhante a do modelo RNG, tendo a virtude de representar muito melhor a região de recirculação secundária. É o modelo RNG não linear que obtém a maior região de recirculação, sendo inclusive levemente maior que a experimental. A região de recirculação secundária é melhor capturada pelo modelo RNG não linear do que pelos modelos lineares, embora seja menor que a do modelo κ - ε não linear de Speziale.

A localização do ponto de recolamento foi levantada utilizando-se três procedimentos distintos:

- A posição na qual a velocidade média se anula ($u=0$), a nível de primeiro ponto;
- A posição na qual a tensão de cisalhamento na parede se anula ($\tau_w=0$);
- Pela localização da linha de corrente nula ($\psi=0$) na parede.

Os resultados não variam um do outro mais que 5%. As linhas de corrente indicam os seguintes pontos de recolamento, para a recirculação principal: (a) κ - ε tradicional (X_r/H) $\approx 6,0$; (b) κ - ε RNG (X_r/H) $\approx 7,0$; (c) κ - ε não linear (X_r/H) $\approx 6,9$; (d) κ - ε RNG não linear (X_r/H) $\approx 7,1$. Face ao ponto de recolamento experimental (X_r/H) $\approx 7,0$, observa-se que os modelos, com exceção do κ - ε tradicional, predizem corretamente a referida região.

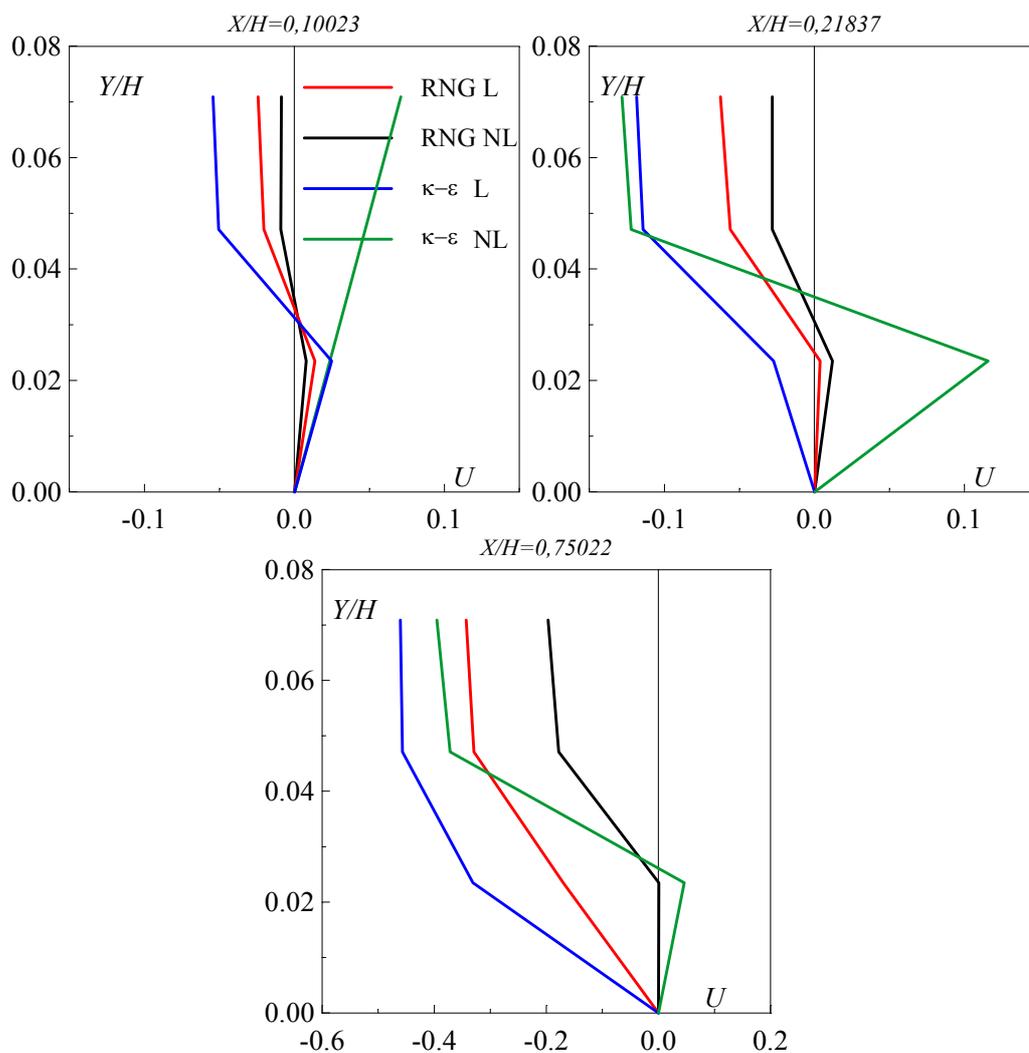


Figura 6.52 -- Perfil de velocidade axial (u) na região da recirculação secundária.

Os modelos não lineares apresentam uma região de recirculação secundária (sentido anti-horário) maior que a do modelo tradicional e do modelo RNG linear, como se observa da fig. (6.52). Nesta figura estão representados os detalhes dos perfis de velocidade próximo a parede inferior, em três seções imediatamente após o salto. Verifica-se que já na segunda seção, para o modelo tradicional todas as velocidades são negativas, enquanto para os outros modelos a velocidade do ponto próximo a parede inferior continua positiva. Na terceira seção ($x/H=0,75$), a velocidade do primeiro ponto já é negativa tanto no modelo κ - ε tradicional como no RNG linear, indicando a melhor predição dos modelos não lineares. É o modelo não linear de Speziale que prediz a maior região de recirculação secundária ($x/H\approx 0,9$), comparativamente aos outros modelos (κ - ε linear $x/H\approx 0,15$; RNG linear $x/H\approx 0,25$; RNG não linear $x/H\approx 0,75$), estando esta dimensão bem próxima das observações experimentais ($x/H=1,0$) (Lien & Leschziner, 1994).

A seguir são comparados os perfis de velocidade, de intensidade de turbulência e de tensão cisalhante turbulenta, fig. (6.53), (6.54) e (6.55) respectivamente. Foram utilizadas as mesmas seções selecionadas no item 6.2. As posições relativas das seções no domínio estão representadas nas fig. (6.5) e (6.8).

A fig. (6.53) apresenta, nas seis seções transversais selecionadas, a comparação dos perfis de velocidade média, preditos pelos modelos, com os dados experimentais (Kim et al., 1980). Da figura, observa-se que os modelos RNG e de Speziale, apesar de predizerem uma extensão da região de recirculação semelhante à experimental, não conseguem reproduzir com exatidão a forma do perfil nessa região. Nas seções mais próximas a parede vertical do salto ($x/H=1,33$ e $x/H=2,67$) a posição da camada de cisalhamento do modelo está mais próxima a parede que a experimental. O modelo RNG não linear posicionou a camada de cisalhamento levemente melhor que o modelo não linear de Speziale nessas seções. Já nas seções mais próximas ao ponto de recolamento ($x/H=5,33$ e $x/H=6,22$), a posição da camada de cisalhamento é predita corretamente pelos modelos não lineares. Porém, o comportamento do perfil de velocidade, ao redor da posição da camada de cisalhamento, não é corretamente avaliado pelos modelos. Também as predições dos modelos, na região próxima a parede são excessivamente subavaliadas. Nestas posições, o modelo não linear de Speziale apresentou as melhores predições.

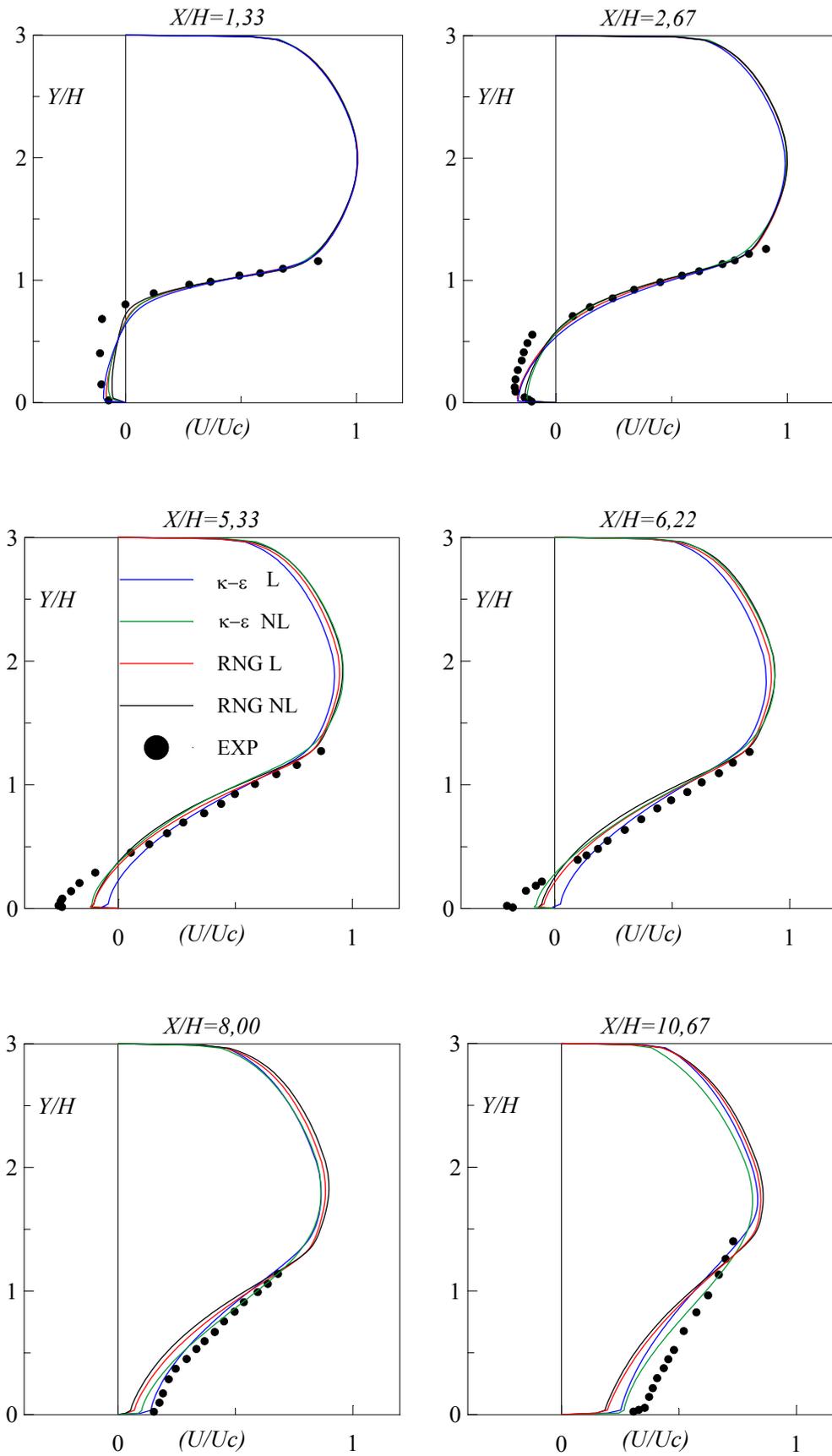


Figura 6.53 - Perfil de velocidade média nas posições pre-selecionadas $x/H=1,33; 2,67; 5,33; 6,22; 8$ e $10,67$

Interessante notar que, embora os modelos tenham iniciado a recuperação do escoamento aproximadamente na mesma posição, a exceção do modelo κ - ε linear, o modelo de Speziale apresenta uma melhor recuperação do perfil ($x/H=8,00$ e $x/H=10,67$). Na última posição analisada ($x/H=10,67$), o modelo de Speziale já exhibe uma recuperação do escoamento maior até que o modelo κ - ε linear, que iniciou a recuperação do escoamento prematuramente. O modelo de RNG não linear, embora reproduza relativamente bem o perfil de velocidade média na região inicial da recirculação, apresenta o pior comportamento na região de recuperação.

As predições dos modelos, para a intensidade de turbulência $(\overline{u'_i u'_i})^{1/2} / |U_c|$, são da mesma forma comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980), na fig. (6.54). Infelizmente não há dado experimental disponível para a região de recirculação. Nessa região, seções $x/H=1,33$ e $5,33$, o modelo RNG não linear gerou menores níveis de intensidade turbulenta que o modelo não linear de Speziale. Junto ao salto, apesar do modelo κ - ε linear gerar um perfil de intensidade de turbulência maior, o modelo não linear de Speziale produz o maior pico. Acima da ordenada $y/H=1,0$, na posição $x/H=1,33$, as predições dos modelos são praticamente iguais, enquanto, na outra posição ($x/H=5,33$), isto somente ocorre a partir de $y/H=1,5$. A predição do modelo de Speziale é maior que as outras, desta ordenada até a parede inferior. Na seção $x/H=7,67$, início da região de recuperação do escoamento, o modelo não linear de Speziale foi o que gerou o maior nível de intensidade de turbulência, concordando melhor com o experimental. Em contrapartida, o modelo RNG não linear é o que prediz os menores valores dessa estatística. Embora esta mesma análise se repita em quase toda a seção $x/H=8,55$, ao redor da ordenada $y/H=1,0$, tanto os modelos lineares como o RNG não linear predizem maiores níveis de intensidade turbulenta que o modelo de Speziale. Já nas seções $x/H=10,33$ e $x/H=15,66$, há uma inversão no comportamento das predições dos modelos. Agora, quem gerou os maiores níveis de intensidade de turbulência, reproduzindo melhor os dados experimentais, foi o modelo RNG não linear. Nestas posições, as predições dos modelos RNG linear e não linear são praticamente iguais. A intensidade de turbulência máxima, em todos os modelos, é sempre menor que a experimental, estando esta última mais próxima da parede inferior, que as máximas dos modelos. Nas seções imediatamente após o ponto de recolamento, região de

recuperação do escoamento, e junto a parede inferior, observa-se a maior diferença dos modelos para os dados experimentais ($x/H=7,67$).

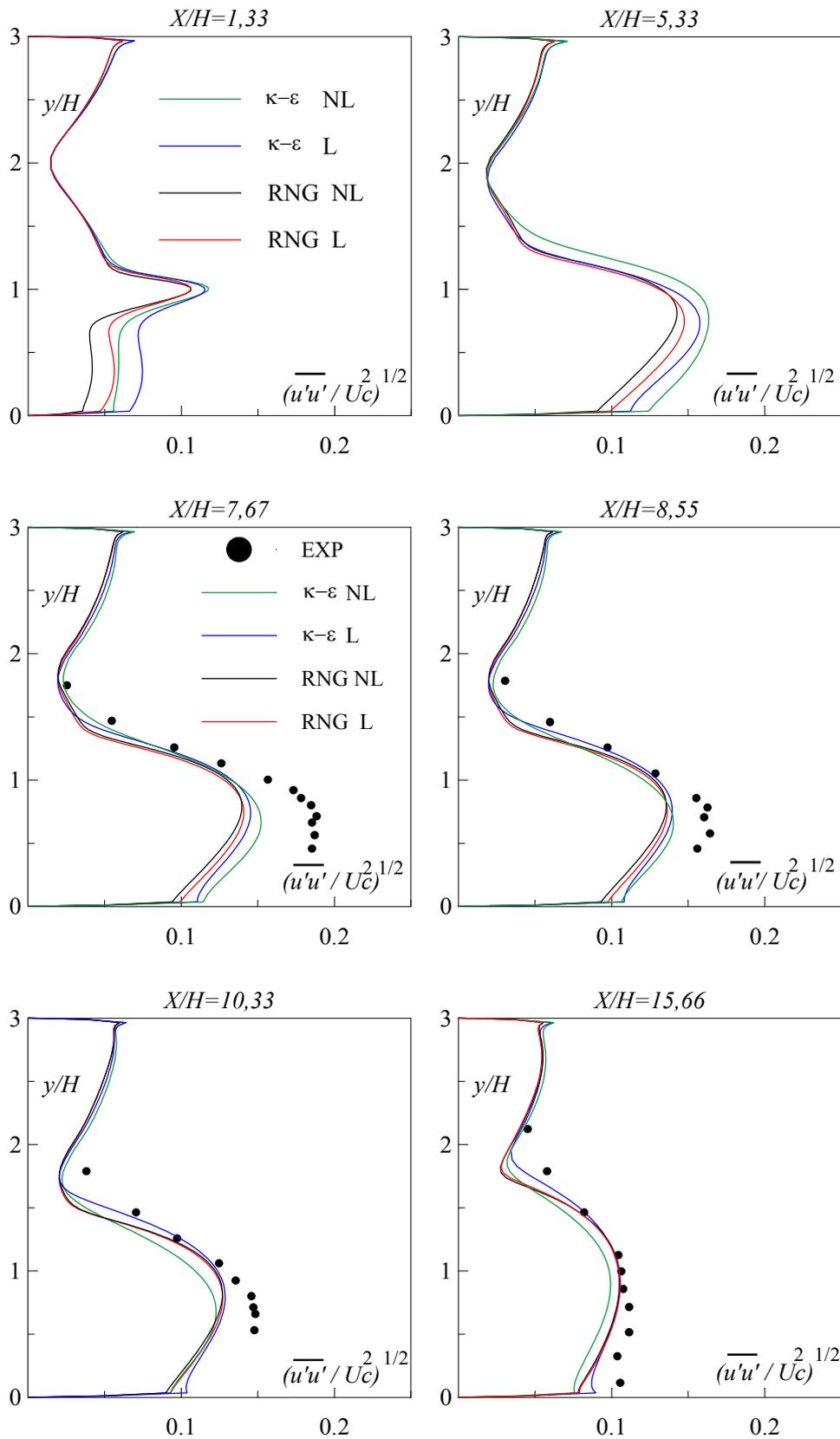


Figura 6.54 - Perfil de intensidade de turbulência, $(\overline{u'u'}/U_c^2)^{1/2}$.

Os perfis da tensão cisalhante turbulenta ($\overline{u'v'}$), normalizados por U_c^2 , são comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980), na fig. (6.55). Infelizmente, para esta estatística também não há dado experimental disponível na região de recirculação. Na posição $x/H=1,33$ o modelo de Speziale gerou o maior pico de tensão cisalhante turbulenta, embora o modelo κ - ε linear tenha obtido os maiores valores para $y/H < 0,8$. As menores previsões foram obtidas pelo modelo RNG não linear. Em $x/H=5,33$, o modelo de Speziale foi o que gerou os maiores valores de tensão cisalhante em toda a seção, enquanto novamente o modelo RNG não linear obteve os menores níveis de tensão. No início da recuperação do escoamento ($x/H=7,67$), as previsões dos modelos mantêm o comportamento relativo observado na última seção, contudo pode-se agora verificar que é o modelo de Speziale que melhor representa os dados experimentais. Na posição $x/H=8,55$, embora o modelo de Speziale ainda produza os maiores valores, a sua curva está deslocada para a parede em relação aos outros modelos. O seu ponto máximo corresponde aproximadamente ao previsto pelo experimental, enquanto, nos outros modelos, este ponto está mais afastado da parede inferior. Uma observação que se repete nas outras posições analisadas (p. ex., $x/H=10,33$). O comportamento relativo dos modelos se inverte na seção $x/H=10,33$. Agora o modelo não linear de Speziale obtém menores níveis desta estatística, semelhantemente aos dados experimentais. Enfim na posição $x/H=15,66$, verifica-se que todos os modelos geraram maiores tensões que os dados experimentais. O ponto onde o perfil se anula nos modelos ($y/H=1,75$) está abaixo da posição prevista pela experiência de Kim et al. (1980) ($y/H=2,3$).

Da análise das fig. (6.54) e (6.55), referentes ao perfil da intensidade de turbulência e ao perfil da tensão cisalhante turbulenta, verificou-se que os modelos renormalizados obtiveram os menores níveis de intensidade e tensão turbulenta, consistente com a maior região de recirculação, apresentada pelos modelos, e com sua proposta teórica de um coeficiente de transporte difusivo turbulento menor. Observou-se ainda que os modelos obtiveram um nível insuficiente de tensão de Reynolds ($\overline{u'u'} + \overline{u'v'}$) próximo a parede, na região de recuperação ($\overline{u'v'} \approx \text{experimental}$ e $\overline{u'u'} \ll \text{experimental}$). É esta discrepância em relação ao experimental que faz com que os modelos tenham uma taxa insuficiente de recuperação do escoamento.

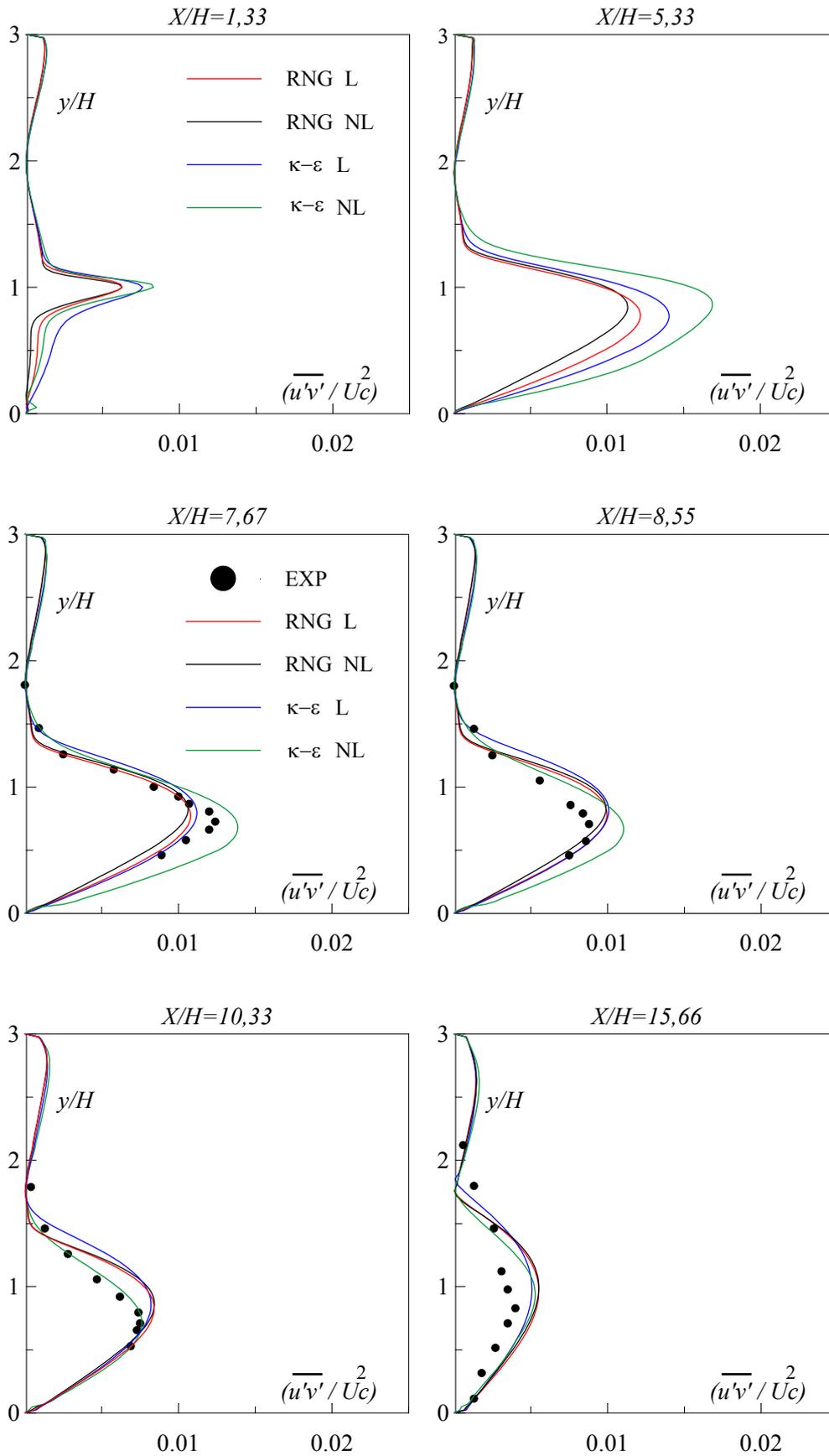


Figura 6.55 - Tensão de turbulência, $(\overline{u'v'}/U_c^2)$

O coeficiente de atrito (C_f), definido como $C_f = (2 u_\tau^2 / V_M^2) 10^2$, onde u_τ é velocidade de atrito e V_M velocidade média espacial na seção de entrada, foi levantado, para ambos os modelos, na parede inferior após o salto, pela lei da parede. Na fig. (6.56), os resultados obtidos pelo modelos são representados. Verifica-se que o ponto de recolamento e a região de recirculação principal aqui levantados estão de acordo com os dados retirados das linhas de corrente. Da análise desta figura, se observa ainda um comportamento não uniforme do modelo não linear de Speziale na região de recirculação, seguida de uma rápida recuperação junto ao ponto de recolamento. Também, após a recuperação do coeficiente (ao redor de $x/H=15,0$) o modelo exibe um comportamento irregular. As inconsistências apresentadas pelo modelo, no levantamento desse parâmetro, provavelmente são reflexos do comportamento oscilante de convergência apresentado pelo modelo. A principal diferença entre os modelo RNG linear e o não linear está restrita a região logo após o salto. A recuperação desses modelos é semelhante.

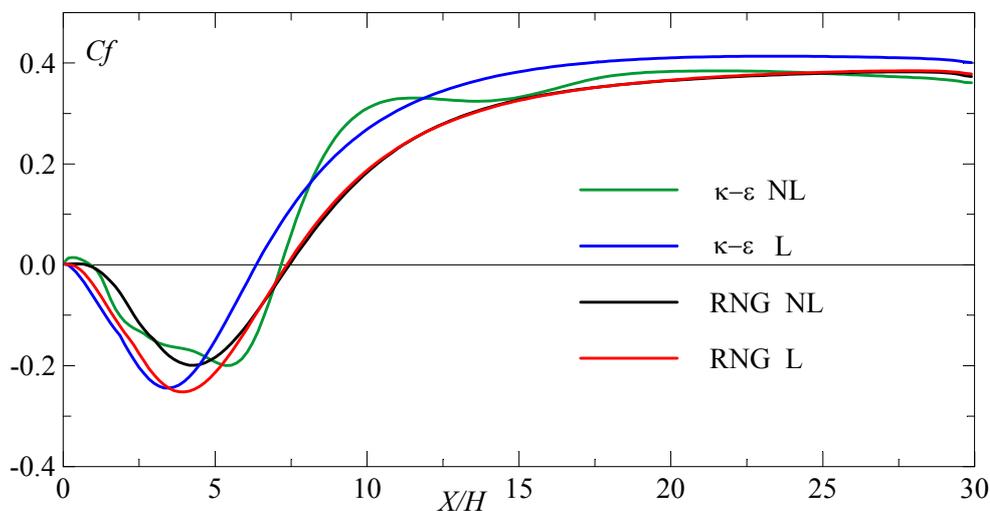


Figura 6.56 - Coeficiente de atrito, parede inferior após o salto

Para analisar a distribuição de pressão, definiu-se o coeficiente de pressão como $C_p = (P - P_c) / (Uc^2)$, onde P_c é a pressão sobre a linha de centro do canal de entrada. As variações do coeficiente de pressão obtidas pelos modelos, na região após o salto, são comparadas, nas fig. (6.57), aos dados experimentais de Eaton & Johnston (Thangam & Speziale, 1992). Todos os modelos reproduzem relativamente bem o comportamento dos dados experimentais. A maior

discrepância, em relação aos dados experimentais, está na região de recuperação do escoamento, onde os modelos, com exceção do não linear de Speziale, tem uma taxa insuficiente de recuperação da pressão e conseqüentemente são incapazes de representar a rápida variação, que ocorre nesta zona. O modelo de Speziale, apesar de ter um comportamento mais irregular, é o modelo que apresenta a recuperação da pressão de forma mais semelhante ao experimental. Mais uma vez se supõe que a irregularidade, apresentada pelo modelo de Speziale, provavelmente se origine do processo de convergência do modelo.

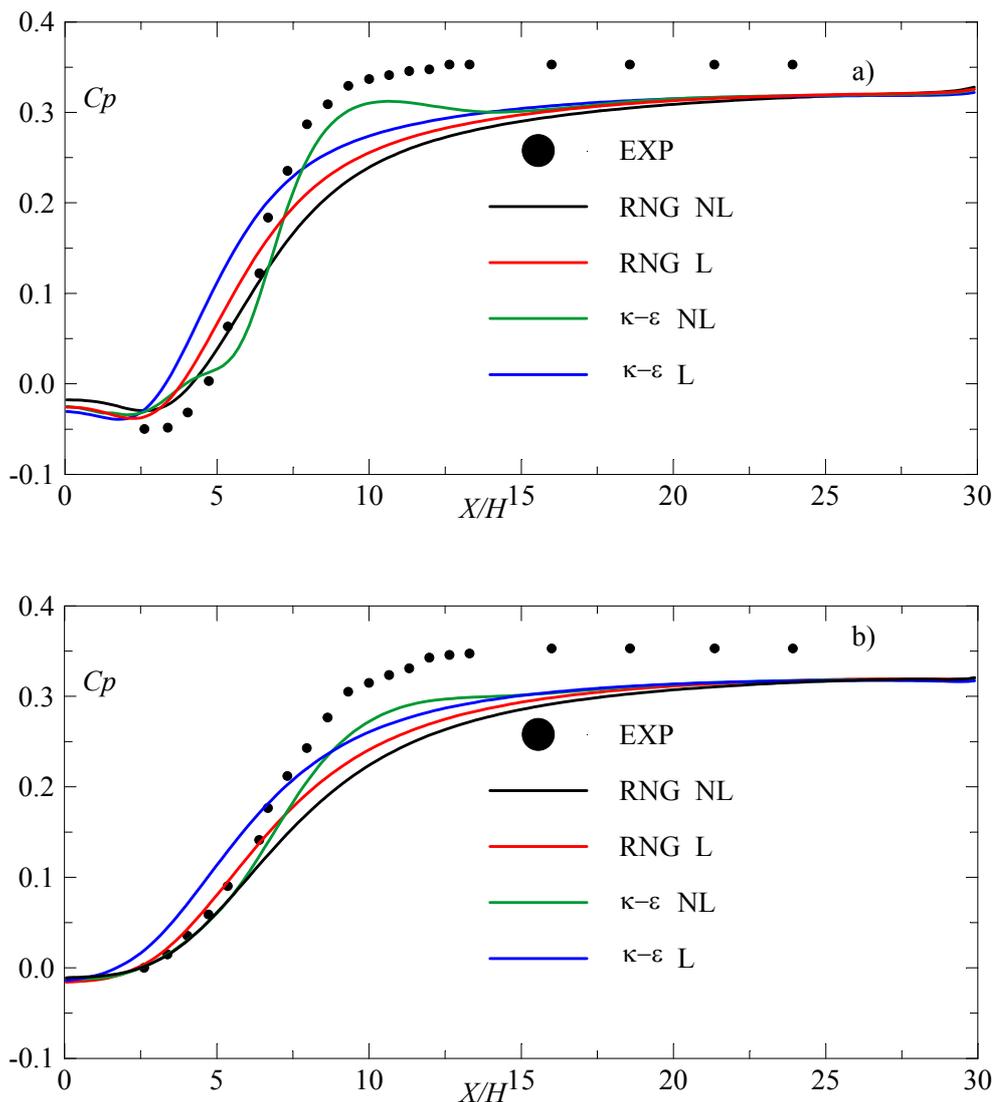


Figura 6.57 - Coeficiente de atrito, região após o salto:
a) parede inferior; b) parede superior

Em resumo, pode-se dizer que o comportamento numérico e a capacidade de predição dos modelos não lineares, propostos por Speziale (1987) e Yakhot et al.

(1992), foram examinados em comparação a dados experimentais das quantidades médias e tensões de Reynolds e ao desempenho dos modelos lineares κ - ε tradicional e κ - ε RNG, para o escoamento em degrau (“backstep”). Os modelos não lineares demonstraram ter em geral um melhor comportamento que os modelos lineares, particularmente na capacidade de prever a região de recirculação secundária. O modelo não linear de Speziale, em função dos termos convectivos da derivada de Oldroyd, não foi de fácil convergência, necessitando de um forte subrelaxamento. A convergência tornou-se melhor, quando os referidos termos convectivos, na direção preferencial de escoamento, foram tratados com o esquema “upwind”. Já o modelo RNG não linear, por desprezar os termos convectivos da derivada de Oldroyd (Yakhot et al., 1992), é mais robusto para convergir, embora as suas previsões tenham sido mais pobres que as do modelo de Speziale (1987) em muitas estatísticas (recirculação secundária, tensão de Reynolds, recuperação de pressão,...).

A comparação dos resultados dos modelos κ - ε linear e κ - ε RNG linear, no escoamento em degrau de Alto Reynolds, permitiram verificar a superioridade das previsões obtidas pelo modelo κ - ε RNG linear. (Niecekele et al., 1996). Muitas das vantagens do modelo RNG linear sobre o κ - ε tradicional foram atribuídas a inclusão do termo R , na equação da taxa de dissipação (eq. 3.69 e 3.70), e aos valores das constantes. Entretanto, esta avaliação não se repetiu, quando a relação constitutiva não linear tensão-deformação de Speziale foi incorporada a estrutura dos modelos. Fato este que, ao menos, questiona a universalidade das propostas apresentadas (novas constantes e termo R) pela técnica do grupo de renormalização, desenvolvida por Yakhot & Orszag (1986), Yakhot & Smith (1992) e Yakhot et al. (1992), entre outros.

6.6.

Escoamento Turbulento em Duto de Seção Quadrada Modelos Não Lineares de Baixo Reynolds

Os escoamentos turbulentos em dutos de seção quadrada são escoamentos complexos e freqüentemente encontrados em arranjos físicos de engenharia. Eles se caracterizam pela presença de um escoamento secundário no plano

perpendicular ao eixo do duto. Este escoamento, comumente chamado escoamento secundário de Prandtl de segunda classe, é induzido pelo movimento turbulento. O padrão do escoamento é bem definido, consistindo de 8 (oito) vórtices, dois em cada quina, girando em sentidos opostos. Cada vórtice está confinado entre a diagonal (bissetor da quina) e a parede bissetora (eixo de simetria). Embora as velocidades transversais sejam menores que 3% da velocidade de mistura, seus efeitos sobre o escoamento médio, sobre a distribuição da tensão cisalhante na parede e a transferência de calor são significativos (Gavrilakis, 1992). As linhas de contorno da velocidade axial deformam-se efetivamente próximo aos cantos. Recentemente, simulações diretas de escoamento turbulento de Baixo Reynolds em duto de seção quadrada confirmaram estas observações. Há uma forte distorção das linhas de isovelocidades do escoamento principal, nas proximidades das quinas do duto, devido a transferência de quantidade de movimento das velocidades secundárias nessa região (Gavrilakis, 1992, e Huser & Birigen, 1993).

Como foi discutido no Capítulo 3, três termos da equação de vorticidade média axial (x), no escoamento turbulento em duto quadrado, estão envolvidos na geração da vorticidade, nominalmente o gradiente da diferença das tensões normais transversais ($\overline{v'v'}$ e $\overline{w'w'}$), a diferença dos gradientes da tensão cisalhante $\overline{v'w'}$ e o termo da dissipação da vorticidade ou difusão viscosa da vorticidade (Mompean, 1998, Gavrilakis, 1992).

Sabe-se, da análise do comportamento destes termos que os seus máximos ocorrem próximo a parede das quinas, onde a influência da viscosidade molecular não pode ser negligenciada (Mompean et al, 1996). Portanto, é muito provável que predições precisas dos escoamentos secundários na vizinhança das quinas não possam ser encontradas sem a extensão dos modelos de alto número de Reynolds, para incluir efeitos viscosos essenciais. Talvez, por isso, os modelos não lineares para altos números de Reynolds subestimem a magnitude dos escoamentos secundários em dutos quadráticos (Mompean et al., 1996).

Mompean (1998), baseando-se na observação que o máximo dos termos de anisotropia ocorre próximo as paredes da quina, no escoamento em duto quadrado, propõe estender o modelo de Speziale para prever regiões de baixo número de Reynolds. Para integrar o modelo até as paredes, ele sugere manter os

termos da difusão molecular nas equações de κ e ε , além de empregar a função de amortecimento f_μ nos termos linear e não linear da relação constitutiva proposta por Speziale. As equações, que definem o modelo estendido, foram apresentadas no Capítulo 3 (eq. 3.45 à 3.51)

Em conseqüência, propõe-se investigar os modelos não linear de Speziale (1987) e de Yakhot et al. (1992), com as modificações propostas por Mompean (1998), na simulação do escoamento turbulento de Baixo Reynolds em duto de seção quadrada. O escoamento é incompressível, em regime permanente e homogêneo na direção x , de um fluido Newtoniano. As predições são comparadas com os resultados da simulação direta de Gavrilakis, (1992), e dados experimentais de Cheesewrigh et al, (1990).

A geometria do duto, com os eixos de referência, é mostrada na fig (6.58). A seção transversal foi dividida em quatro quadrantes, sendo o domínio computacional tomado como um quadrante, com condições de simetria ao centro. O comprimento L_x é igual ao diâmetro hidráulico (H) e o número de Reynolds, baseado na velocidade média e no diâmetro hidráulico, é $Re = 4410$.

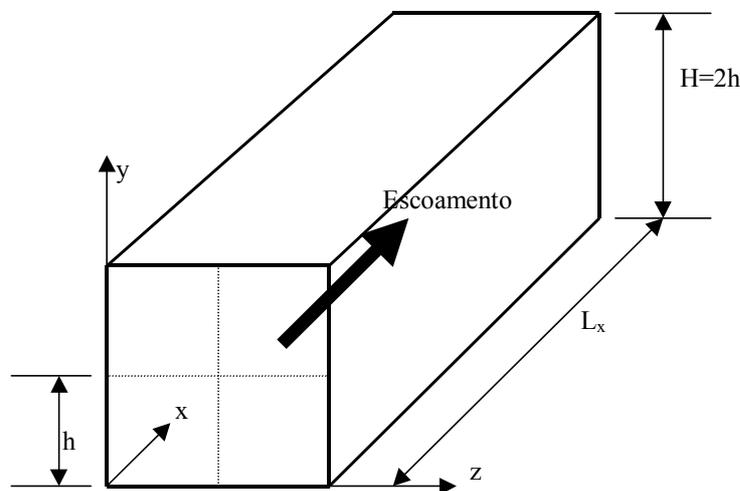


Figura 6.58 - Geometria do duto quadrado e sistema de coordenadas

No estabelecimento das condições de contorno, nas superfícies sólidas, considerou-se o fato que o primeiro ponto interno estava dentro da sub-camada laminar. Em todo o domínio, a coordenada de parede do primeiro ponto interno foi sempre menor que 3 ($n^+ = nu_\tau/\nu$, onde u_τ é a velocidade de atrito). Deste modo,

utilizou-se a condição de contorno de não deslizamento para as velocidades ($\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0$) na parede, enquanto as condições para κ e ε foram tomadas respectivamente como:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial n} = 0 \quad \text{e} \quad \varepsilon_w = \nu \frac{\partial^2 \kappa}{\partial n^2} \quad (6.14)$$

onde ‘ n ’ é a coordenada normal a parede. Na linha de simetria impôs-se variação nula na direção transversal para \bar{u} , κ e ε e nula o componente transversal da velocidade ($\bar{v} = 0$ ou $\bar{w} = 0$). Em face de não se ter informações a priori do escoamento, adotou-se a hipótese do escoamento ser periódico na direção homogênea, não sendo, portanto, necessário especificar os perfis de velocidade média, de κ e ε na entrada do domínio, bem como as condições de contorno na saída. O gradiente de pressão médio na direção principal foi prescrito de forma a produzir o número de Reynolds desejado. A incompressibilidade do escoamento foi garantida pela solução da equação de massa, na forma da correção do campo periódico de pressão.

Diferentemente das outras simulações realizadas neste capítulo, onde se empregou o esquema de interpolação “power-law”, os fluxos nas faces dos volumes de controle foram aproximados pelo esquema de segunda ordem Quick (Leonard, 1979, e Hayase et al., 1992). A solução em regime permanente foi obtida pela resolução do sistema de equações algébricas, utilizando-se a técnica da sub-relaxação, com aplicação repetida do algoritmo TDMA linha por linha periódico (Patankar et al., 1980).

Uma malha não uniforme, com $6 \times 50 \times 50$ pontos nodais, foi utilizada nos cálculos. Concentrou-se os pontos nas regiões próximas a parede, garantindo-se $n^+ < 3$ em todos os primeiros pontos internos ao longo do perímetro. O problema também foi resolvido com uma malha uniforme $6 \times 34 \times 34$. Os resultados não apresentaram variações significativas.

Para a convergência da solução numérica, controlou-se os resíduos da equação da continuidade e das equações de conservação de todas as outras variáveis, além do comportamento das propriedades do escoamento, tais como velocidade máxima e velocidade de média. A solução foi considerada convergida, quando o resíduo da equação de conservação de massa (eq. B.81) foi da ordem de

10^{-15} e no caso das outras equações de conservação (eq. 6.2) da ordem de 10^{-5} .

Antes de apresentar os resultados, cabe destacar o papel fundamental desempenhado pela função de amortecimento f_μ na solução do problema. Como o escoamento é de Baixo Reynolds, as equações de governo foram integradas até a parede. Porém, como os modelos originalmente são modelos de Alto Reynolds, tanto o comportamento numérico dos modelos como as suas previsões se mostraram muito sensíveis a função de amortecimento utilizada. Foi necessário realizar um ajuste dos parâmetros da função de amortecimento, proposta por Mompean (1998), a fim de melhorar as previsões dos modelos, especialmente na região vizinha a quina do duto. A forma da função, que melhor descreveu o padrão do escoamento, foi:

$$f_\mu = \left[1 - \exp\left(-A^+ y^+\right) \right] \left[1 - \exp\left(-A^+ z^+\right) \right] \quad (6.15)$$

sendo $A^+ = 7,0 \times 10^{-2}$ para modelo RNG e $8,5 \times 10^{-3}$ para o modelo de Speziale.

De um modo geral, a partir do ajuste da função de amortecimento, os modelos mostraram um comportamento numérico robusto, exigindo, o modelo RNG, um menor esforço computacional (cerca de 10%). As diferenças de comportamento dos modelos e especialmente do valor ajustado da constante da função de amortecimento vêm do fato dos termos convectivos da derivada de Oldroyd serem desprezados no modelo RNG. Deve-se registrar que a função de amortecimento utilizada, ao se fazer sentir além da região da sub-camada laminar, possibilitou ao modelo de Speziale eliminar parte das dificuldades numéricas, oriundas dos citados termos.

Os resultados obtidos com os modelos são comparados com os resultados da simulação direta de Gavrilakis (1992) e medidas experimentais de Cheesewright et al. (1990). Tanto nos experimentos numéricos como no arranjo físico, o número de Reynolds, baseado na velocidade média e no diâmetro hidráulico, é 4410. Como o gradiente de pressão média é constante neste escoamento, a tensão cisalhante média e consequentemente a velocidade de atrito média são dadas por:

$$\bar{\tau}_\omega = u_\tau^2 = -\frac{H}{4} \frac{d\bar{P}}{dx} \quad (6.16)$$

onde H é o diâmetro hidráulico e, no caso do duto do quadrado, é o próprio lado do

duto ($H=2h$). Dos valores fixados para o gradiente de pressão e da geometria do duto, obtém-se $\bar{\tau}_\omega = 5,875 \times 10^{-3}$ Pa e $u_{\bar{\tau}} = 7,66485 \times 10^{-2}$ m/s. Já na simulação numérica com o modelo RNG foram obtidos $\bar{\tau}_\omega = 5,969 \times 10^{-3}$ Pa e $u_{\bar{\tau}} = 7,72593 \times 10^{-2}$ m/s, enquanto com o modelo proposto por Speziale (SPZ) obteve-se $\bar{\tau}_\omega = 5,964 \times 10^{-3}$ Pa e $u_{\bar{\tau}} = 7,72269 \times 10^{-2}$ m/s. Estes valores diferem do valor calculado pelo gradiente de pressão por menos que 1,6% e 1,5% do valor teórico, respectivamente. O número de Reynolds, baseado na velocidade de atrito e diâmetro hidráulico, foi obtido como 300,2 no modelo RNG e 303,6 no modelo de Speziale, enquanto na simulação direta este é 300.

A fig. (6.59) mostra o comportamento da tensão cisalhante na parede. Verifica-se que os resultados da simulação direta apresentam dois máximos relativos, um a $0,31h$ da quina do duto e o outro no centro da parede, sendo este último maior. O modelo de Speziale não reproduz este máximo fora do centro do duto. Já o modelo RNG tem um máximo a $0,7h$ e outro no centro do duto, embora este seja sub-avaliado e incorretamente menor que o primeiro. A razão entre a tensão cisalhante no ponto médio da parede e a tensão cisalhante média é no modelo RNG 1,14 e 1,30 no modelo de Speziale, enquanto a simulação direta obteve 1,18. Contudo, a razão tensão cisalhante média e a máxima no modelo RNG não linear, que está fora do centro da parede ($y/H \approx 0,7$), é 1,19. Valor este que está bem próximo do obtido na simulação direta.

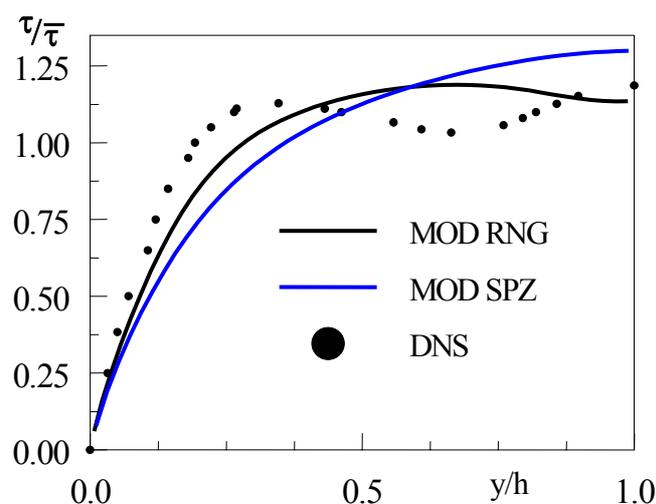


Figura 6.59 - Tensão cisalhante na parede do duto

O fator de atrito na simulação direta foi obtido como 0,037, semelhante ao resultado da correlação de Jones (Gavrilakis, 1992). A presente simulação obteve 0,037 para o modelo RNG e 0,038 para o modelo Speziale, valor que é 2,7% menor que o dado da simulação direta. Outra relação importante é a razão entre a velocidade máxima e a velocidade média do escoamento, que na simulação direta foi obtida como 1,33. Mais uma vez, o modelo RNG mostrou-se em excelente concordância com a simulação direta, obtendo-se também 1,33. Já no modelo de Speziale foi obtido 1,31, que é 1,2% menor que o valor da simulação direta.

A fig. (6.60) apresenta as isovelocidades u obtidas pelos modelos. Comparativamente a simulação direta e as observações experimentais, verifica-se que nenhum modelo foi capaz de prever as distorções existentes nestas linhas, nas proximidades da quina. Isto se deve ao fato dos modelos sub-avaliarem o escoamento secundário nessa região, como será visto na análise da velocidade transversal (w), fig. (6.63).

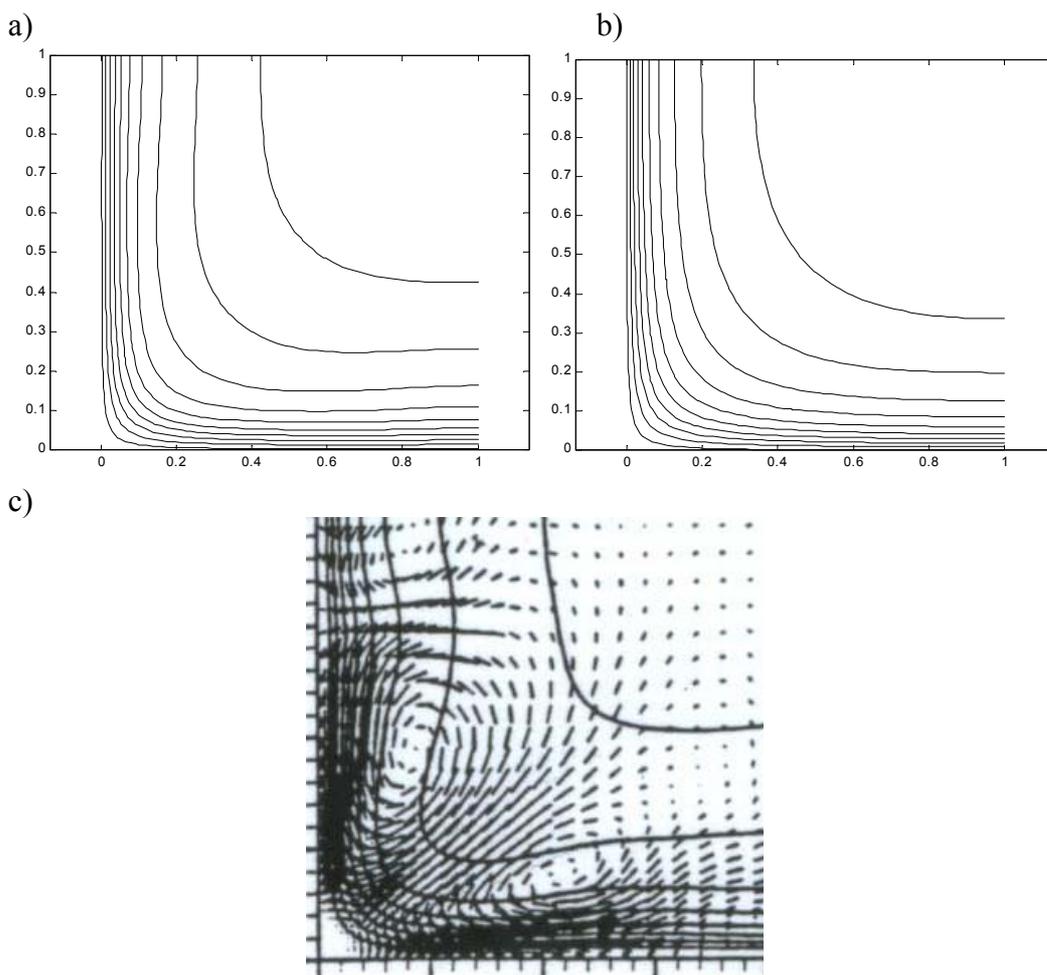


Figura 6.60 - Linhas de isovelocidade u , (a) RNG, (b) Speziale (c) Simulação direta

Os perfis de velocidade longitudinal média são mostrados na fig. (6.61), respectivamente, para $z/h=0,1$, $z/h=0,5$ e $z/h=1,0$. Na primeira posição, junto a parede, os resultados da simulação direta e os dados experimentais mostram uma forte distorção, induzida pelo escoamento secundário (Gavrilakis, 1992, e Huser & Birigen,1993). Os modelos não foram capazes de reproduzir este comportamento, embora o modelo RNG apresenta uma leve distorção no perfil nesta seção. É nesta região que os modelos apresentam as maiores diferenças, em relação aos resultados de referência. De um modo geral, o modelo RNG apresenta predições mais próximos dos resultados da simulação direta e dos dados experimental, que o modelo de Speziale, em todas as seções.

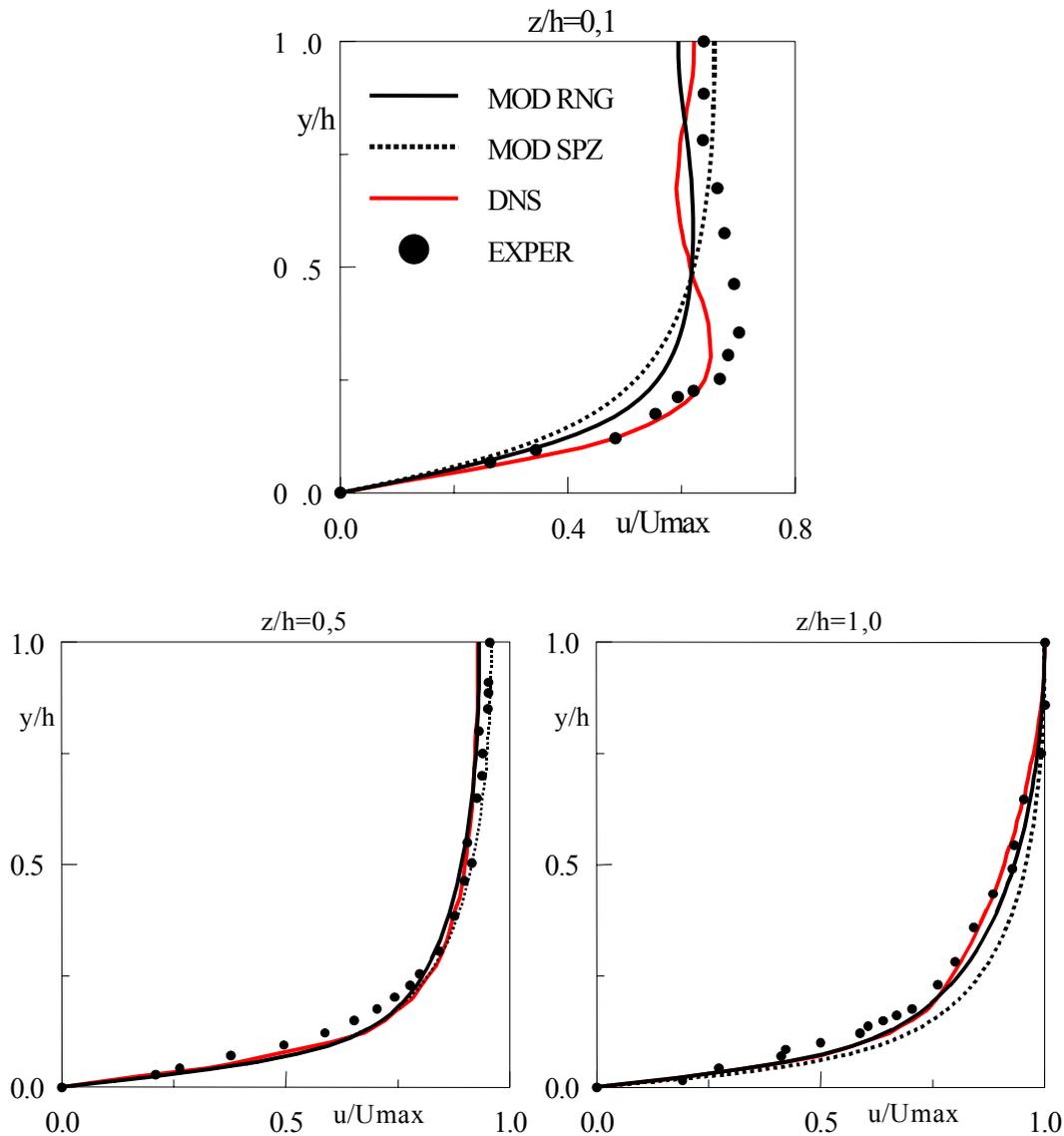


Figura 6.61 - Perfil de velocidade u/U_{max} .

A variação, ao longo da diagonal, da velocidade axial u , adimensionalizada pela velocidade de atrito, é mostrada na fig. (6.62). Da comparação das predições dos modelos com a simulação direta, verifica-se que ambos os modelos subavaliam a velocidade U^+ , ao longo da diagonal do duto, embora o modelo RNG reproduza melhor o comportamento previsto pela simulação direta. O modelo de Speziale, a partir da abcissa 0,8, diferentemente do modelo RNG e da simulação direta, apresenta um valor constante. Os modelos não capturaram o ponto de inflexão do perfil ao redor da abcissa 0,75.

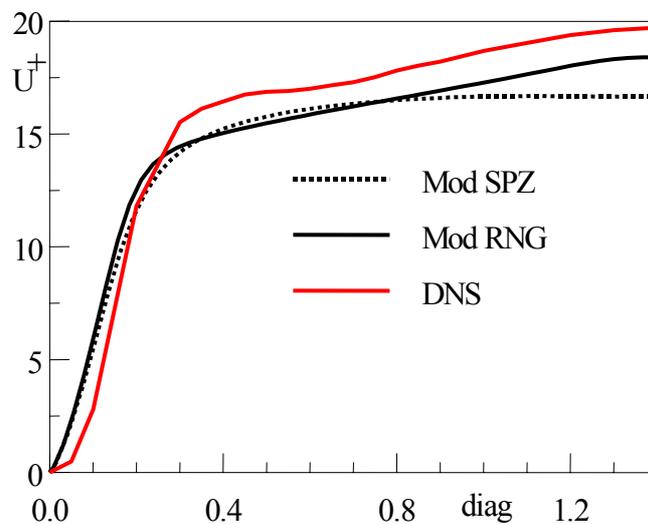


Figura 6.62 - Variação da velocidade U^+ na diagonal do duto

A comparação entre os resultados do modelo, medidas experimentais e dados da simulação direta, para a velocidade transversal w , é apresentada na fig. (6.63), respectivamente, para as seções $z/h=0,16$, $z/h=0,5$ e $z/h=0,8$. O perfil da referida velocidade é melhor previsto pelo modelo RNG, embora ambos os modelos sub-avaliem fortemente o escoamento secundário na maioria do domínio e apresentem grandes desvios em relação a simulação direta e ao dado experimental. A velocidade secundária máxima prevista pela simulação direta é 1,9% da velocidade de mistura e está localizada em $y/h=0,071$ e $z/h=0,4$. A máxima velocidade secundária no modelo RNG é 0,65% e está em $y/h=0,056$ e $z/h=0,59$, enquanto a velocidade máxima no modelo de Speziale é 0,25% e está $y/h=0,052$ e $z/h=0,55$.

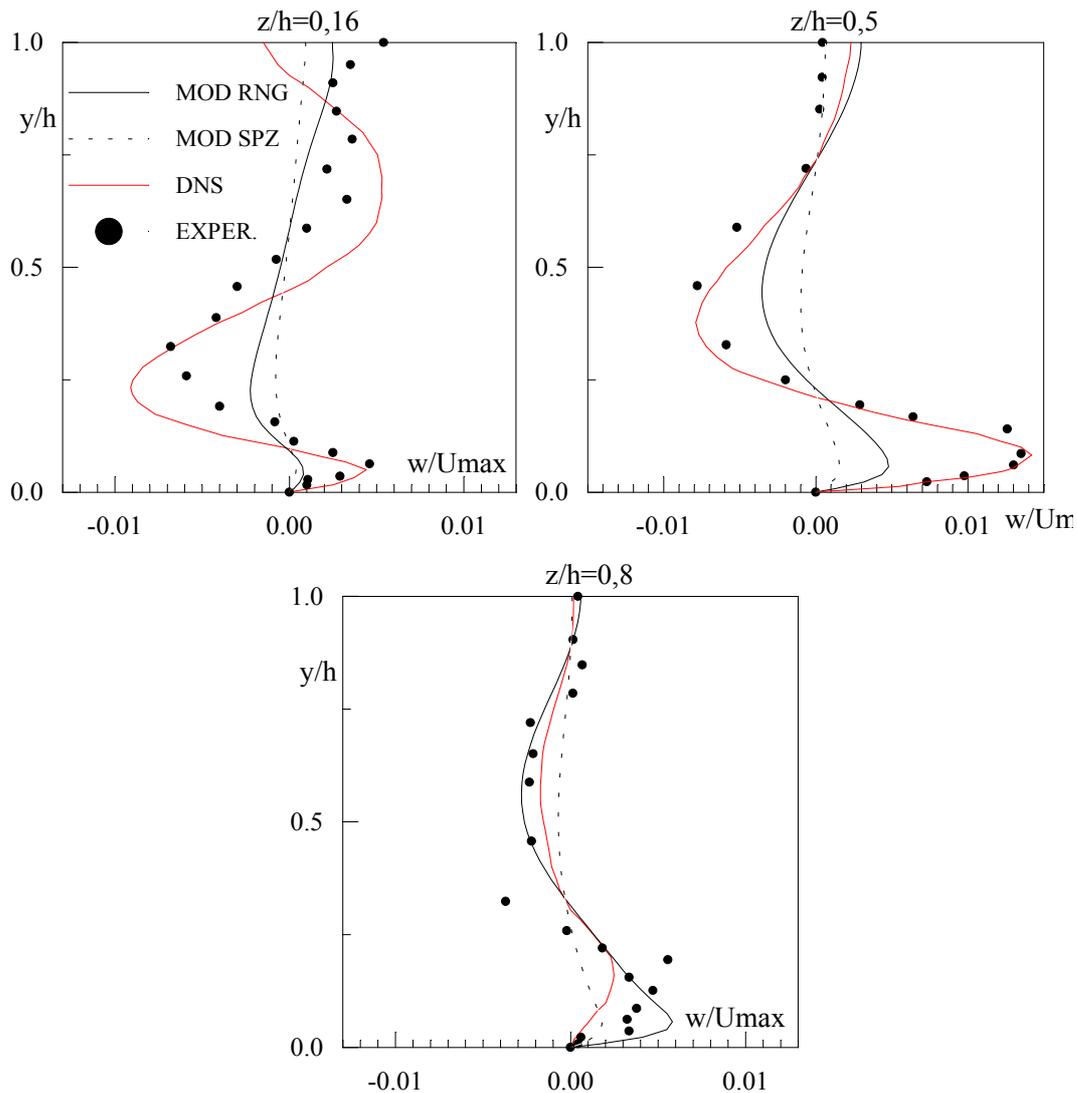


Figura 6.63 - Perfil de velocidade w/U_{max} , $z/h=0,16$, $z/h=0,5$ e $z/h=0,8$.

A variação da tensão de Reynolds $\overline{u'v'}$, adimensionalizada pela velocidade de atrito, é mostrada na fig. (6.64). Os modelos subavaliam o pico desta tensão de Reynolds, além de preverem o pico mais próximo da quina do duto que os dados da simulação direta. Na região $z/h < 0,12$, os modelos, particularmente o RNG, obtêm resultados semelhantes aos da simulação direta.

Os isovalores da vorticidade, preditos pelos modelos, são mostrados na fig. (6.65). O gráfico 'a' ilustra, acima da diagonal, os dados obtidos por Mompean, (1997) para o modelo RNG e os dados da simulação direta, abaixo da diagonal. Da análise da figura, verifica-se que ambos os modelos não conseguem prever a existência de uma pequena célula de vórtice, junto a linha de simetria ($z/h=1$) (Gavrilakis, 1992). Consequentemente, nesta região, as curvas obtidas afastam-se

da forma prevista pelos dados da simulação direta (Madabhushi & Vanka, 1991; Mompem, 1997). Já junto a quina ($z/h < 0,4$), as linhas de isovalores reproduzem com sucesso os resultados obtidos pela simulação direta.

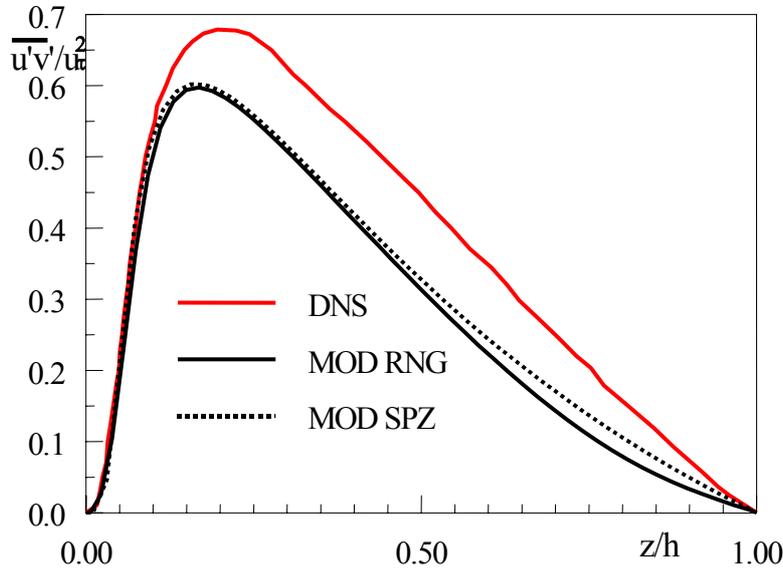


Figura 6.64 - Tensão de Reynolds adimensionalizada com a velocidade de atrito média

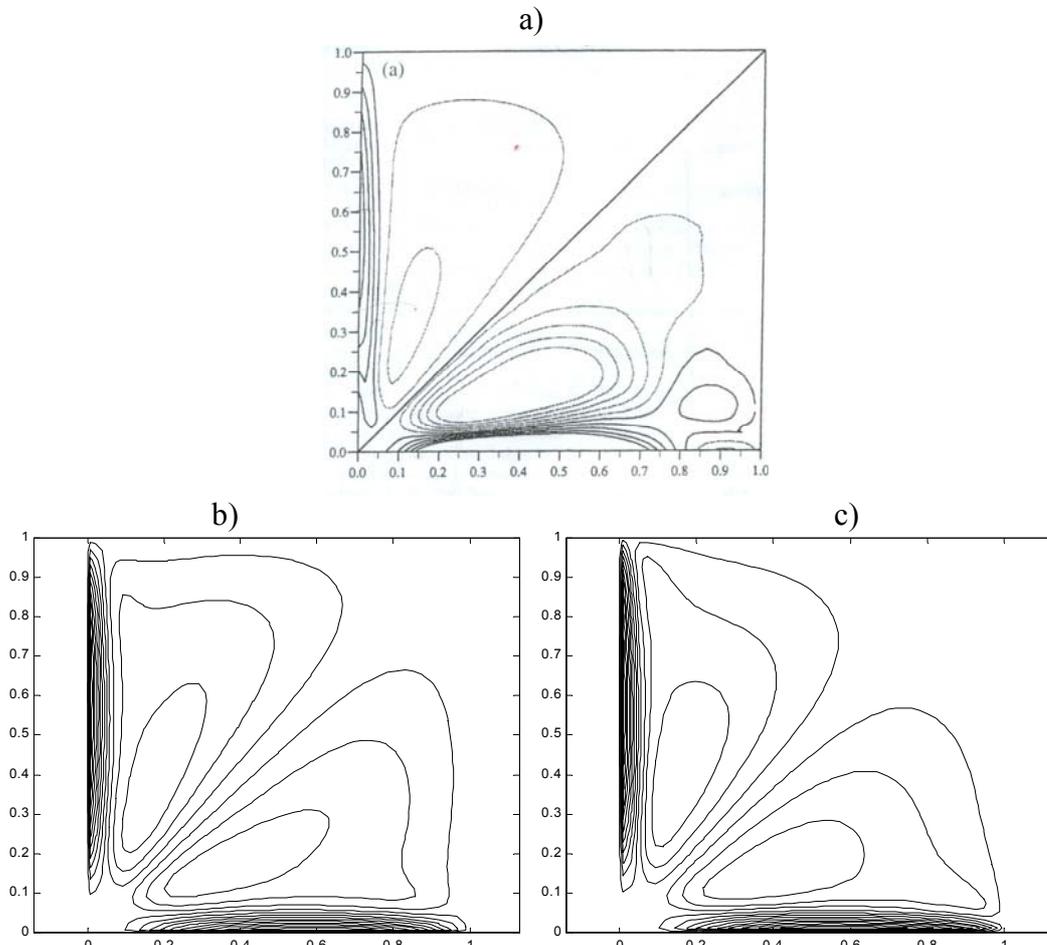


Figura 6.65 - Linhas de vórtice. (a) Mompean (1997); (b) RNG; (c) Speziale

Recapitulando, pode-se dizer que uma investigação numérica da capacidade de predição dos modelos κ - ε não linear de Speziale e κ - ε não linear RNG, em escoamento turbulento em duto quadrado de Baixo Reynolds foi realizada. Os modelos foram resolvidos até a parede sólida, utilizando-se uma função de amortecimento da viscosidade turbulenta, a fim de considerar os efeitos da viscosidade molecular naquela região. A função foi ajustada, para cada modelo, com base na solução dos parâmetros empíricos conhecidos, tal como fator de atrito. A solução consumiu cerca de 15hs de cpu de um PC Petium IV, 1,7ghz, em cada simulação. O modelo RNG mostrou-se 10% mais rápido. Os modelos foram capazes de prever a existência do escoamento secundário, embora sub-avaliem a sua intensidade e falhem na predição dos seus efeitos sobre o escoamento médio e distribuição da tensão cisalhante na parede. Já o escoamento principal foi bem predito pelos modelos. De um modo geral, o modelo RNG obteve melhores resultados. Talvez a maior dificuldade do modelo de Speziale venha, como no caso do escoamento “backstep”, dos termos convectivos da derivada de Oldroyd. Os efeitos da viscosidade turbulenta necessitaram ser muito mais fortemente amortecidos no modelo de Speziale do que no modelo RNG.

Por fim, deve-se registrar a correção da solução, desse tipo de escoamento desenvolvido, com a hipótese de escoamento periódico. Neste caso, não há necessidade de se ter a priori dados da turbulência na fronteira de entrada do domínio. Além disso, a obtenção do campo de velocidade, neste tipo de escoamento complexo, sem qualquer informação antecipada, poderá ser usada como condição inicial em soluções numéricas diretas ou de grandes escalas.