

مقارنة الطرق العددية لحساب الجريان المضطرب في النواشر الحلقية

الدكتور يوسف ياخور *

(قبل للنشر في 2004/4/20)

□ الملخص □

استخدمنا في هذا البحث من أجل دراسات ثنائية وثلاثية الأبعاد رمز الحساب Fluent المرتكز على حلول المعادلات Navier-Stokes المتوسطة. ويمكن أن يعالج الاضطراب اختياريًا بأحد نماذج الاضطراب التالية:

- نموذج k - e
- نموذج k - e - RNG
- نموذج معادلات نقل مركبات رينولدز

وقد مثلت معادلات حفظ الكتلة وكمية الحركة ومعادلات الانتقال من أجل نموذج الاضطراب بطريقة الحجم النهائي باستخدام خطوة غير منزاحة.

*أستاذ مساعد في قسم القوى الميكانيكية - كلية الهندسة الميكانيكية والكهربائية - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

La Comparaison des Méthodes Numériques Pour Calculer l'écoulement Turbulent dans des Diffuseurs Annulaires

Dr. Youssef Yakhour*

(Accepté 20/4/2004)

□ Résumé □

Nous utilisons pour les études bi et tridimensionnelles le code de calcul FLUENT, basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées. La turbulence peut être traitée au choix par un des trois modèles suivants :

- Le modèle k - ϵ
- Le modèle k - ϵ RNG
- Le modèle à équations de transport des composantes de Reynolds.

Les équations de conservation de la masse et des quantités de mouvement et les équations de transport pour le modèle de turbulence sont discrétisées par une méthode de volume finie en utilisant un maillage non-décalé.

*Professeur Assistant Du Département Du Pouvoir Mécanique- Faculté De Génie Mécanique Et Electrique- Université De Tichrine- Lattaquié- Syrie.

الجدول (1) يبين الرموز والتسميات ووحداتها الدولية المستخدمة في البحث.

عدد ريشاردسون من أجل سويرل (الجدول ٥)	Ri_s		الثابت في نماذج الاضطراب	$C_1 \cdot C_\mu$ $C_{e1} \cdot C_{e2}$	
الزمن	t	(s)	حد الانتشار نموذج (RSM) المعادلة (١٧)	D_y	
مركبات السرعة باتجاه الجريان	U_i	(m/s)	عامل الخشونة	E	
مركبات السرعة الآتية في اتجاهات x_i و x_j	$U_i \cdot U_j$	(m/s)	الحد المولد للاضطراب (المعادلة 9)	G	
مركبات السرعة الوسطية في اتجاهات x_i و x_j	$\overline{U_i \cdot U_j}$	(m/s)	الطاقة الحركية للاضطراب $(u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$	k	m^2/s^2
مركبات السرعة المضطربة في اتجاهات x_i و x_j	u'_i, u'_j	(m/s)	الطاقة الحركية للاضطراب قرب الجدار	k_p	m^2/s^2
جهود المركبات المتوسطة المضطربة لرينولدز (المعادلة 5)	$u'_i u'_j$	(m^2/s^2)	الخط الطولي الكامل (المعادلة 29)	l_n	
سرعة الاحتكاك، $(\tau_w/\rho)^{1/2}$	u_τ	(m/s)	عوامل التعبير للقضاء الساخن	A, B	
المسافة المقاسة انطلاقاً من السطح الداخلي لناشر حثفي	y	(m)	الإحداثي العمودي على الجدار	n	
المسافة اللابعدية للجدار، $u_\tau \cdot y/\nu$	y^+		حدود الإنتاج القسري لرينولدز بالقص (نموذج RSM) (المعادلة 18)	P_g	m^2/s^3
عدد ريتشاردسون المحدد للاحتواء (الجدول 5)	Ri_c		عدد بيكلت ، $\rho \cdot u \cdot l/\Gamma$	Pe	
عدد ريتشاردسون للتدفق (الجدول 5)	Ri_f		حد مجموع للتشوه (نموذج k-ε RNG) (المعادلة 13)	R	

تابع الجدول (1) يبين الرموز والتسميات ووحداتها الدولية المستخدمة في البحث.

ثابت ، Sk/ε (نموذج k- ε RNG)	η		عدد ريشاردسون للتدرج المحدد من أجل سويرل	Ri_g	
ثابت (نموذج k- ε RNG)	η_0		ثوابت (نموذج k- ε RNG)	α_0, β	
ثابت كارمان (يساوي 0,41)	k		ثابت (المعادلة 25)	Γ	
اللزوجة الديناميكية الفعالة $\mu_t + \mu_l$	μ_{eff}	(Pa.s)	ثابت (نموذج RSM)	γ	
اللزوجة الديناميكية الرقائعية للسائل	μ_l	(Pa.s)	البعد المحوري للخطوة الغير منزاحة	Δx	(m)
اللزوجة الديناميكية المضطربة للسائل، $C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$	μ_t	(Pa.s)	البعد العمودي للخطوة الغير منزاحة	Δy	(m)
أعداد براندتل اضطراب الانتشار ل k و ل ε	$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$		سماكة الطبقة المحددة	δ	(m)
الثابت المماسي الوسطي للجدار	τ_w	(N/m ²)	دليل كرونكر: يساوي 1 إذا $i=j$ يساوي 0 إذا $i \neq j$	δ_{ij}	
موتر العلاقات المتبادلة بين السرعة و الضغط (نموذج RSM) (المعادلة 19)	Φ_{ij}	(m ² /s ³)	حدود تبديد الطاقة الحركية للاضطراب $C_\mu^{3/4} k^{3/2} / l_m$	ε	(m ² /s ³)
متغير (المعادلة 25)	ϕ		حدود تبديد الجهد الحركي لرينولنز $(2/3)\delta_{ij}\varepsilon$	ε_{ij}	(m ² /s ³)
ثابت في نموذج الاضطراب	$C_{\varepsilon 3}$		حدود تبديد الطاقة الحركية للاضطراب (المعادلة 24)	ε_p	(m ² /s ³)

مقدمة [1] ، [2]

إن نمذجة الاضطراب هو موضوع أعمال عديدة قام بها عدد كبير من الباحثين. وإن أحد أهم أهداف هذا البحث هو دراسة مختلف نماذج الاضطراب المطبقة في حساب الجريان الدوامي المضطرب في النواشر الحلقية. إن الحساب الثلاثي البعد الذي أجراه FLUENT يعطي حلاً لمعادلات نافيه-ستوكس.

الهدف من البحث:

يهدف هذا البحث لتقديم الطريقة العددية لحساب الجريانات المضطربة.

معادلات نافيه-ستوكس :

إن الجريان اللحظي يخضع لمعادلة الاستمرار ولمعادلات نافيه-ستوكس والتي هي في حالة مائع لزج وغير قابل للانضغاط وبإهمال قوى الثقالة :

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (r U_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (r U_i U_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \eta d_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2)$$

في هذه المعادلات p تمثل الضغط الستاتيكي اللحظي. U_i مركبات السرعة اللحظية. r الكتلة النوعية. η اللزوجة الصفحية. d_{ij} دليل كروتكر.

بطريقة كلاسيكية هذا الجريان مشكل من جريان متوسط وجريان مضطرب:

$$U_i = \bar{U}_i + u_i \phi$$

$$p = \bar{p} + p \phi$$

بإدخال هذه المركبات في معادلات الاستمرار ونافيه-ستوكس وأخذ القيم المتوسطة، نحصل على

معادلات رينولدز للحركة المتوسطة:

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (r \bar{U}_i) = 0 \quad (3)$$

(4)

$$\frac{\partial}{\partial t} (r \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (r \bar{U}_i \bar{U}_j) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \eta d_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (r \bar{u}_i u_j \phi)$$

إن الكميات $(- r \bar{u}_i u_j \phi)$ تمثل جهد المركبات المتوسطة المضطربة لرينولدز.

لا يمكن حل هذه المعادلات لأن عدد المجاهيل فيها أكبر من عدد المعادلات: النظام مفتوح وإغلاق هذه المعادلات يتحقق باستخدام أحد نماذج الاضطراب.

نماذج الاضطراب:

نماذج الاضطراب المستخدمة لحل ظواهر الاضطراب في الحساب الذي قدمه FLUENT هي:

- (a) نموذج k-ε الكلاسيكي.
- (b) نموذج k-ε RNG
- (c) نموذج معادلات نقل مركبات رينولدز

(a) نموذج k-ε الكلاسيكي: [3]

إن مركبة التوتر المتوسطة لاضطراب رينولدز يعبر عنها كتابع لتوتر مجموع التشوه بالعلاقة:

$$-\overline{r u_i u_j} = \eta \hat{e} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\overline{U_j} \dot{u}}{\overline{U_i}} - \frac{2}{3} d_{ij} r k \quad (5)$$

وتعطى لزوجة الاضطراب η بالعلاقة:

$$\eta = C_m r \frac{k^2}{e} \quad (6)$$

حيث C_m هي ثابت. و k و e هما على التوالي القدرة الحركية للاضطراب ومجموع تشتت الاضطراب. ويمكن الحصول على قيمهما من حل معادلات الانتقال التالية:

$$\frac{\partial}{\partial t} (r k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (r \overline{U_i} k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\eta}{e} s_k \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} + G - r e \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r e) + \frac{\partial}{\partial x_i} (r \overline{U_i} e) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\eta}{e} s_e \right) \frac{\partial e}{\partial x_i} + C_{e1} \frac{e}{k} G - C_{e2} r \frac{e^2}{k} \quad (8)$$

حيث C_{e1} و C_{e2} هما ثابتان. s_e و s_k هما بالتالي عددا براندل المضطرب لانتشار k و e . يكتب حد مولد الاضطراب G كالتالي:

$$G = \eta \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\overline{U_j} \ddot{u}}{\overline{U_i}} \quad (9)$$

يمكن أن يستبدل η بالزوجة الفعالة η_{eff} المحسوبة بالمعادلة التالية :

$$\eta_{eff} = \eta + m \quad (10)$$

كتبت قيم الثوابت الخمسة للنموذج في الجدول التالي :

جدول (2) ثوابت k و e، لوندز وسبالدينغ 1974

C_m	C_{e1}	C_{e2}	s_k	s_e
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

(b) نموذج RNG k-ε: [4]

- إن النموذج k-ε RNG هو مشتق من المعادلات المسيطرة على جريان المائع وذلك باستخدام تقنية رياضية تدعى طريقة RNG (إعادة نمذجة المجموعة) Yakhot و Orszag (1986) .
- يختلف هذا النموذج اختلافاً مهماً عن نموذج k-ε الكلاسيكي:
- إن ثوابت وتوابع نظام RNG مستخرجة من العلاقات النظرية وليس بالطريقة التطبيقية.
 - إن الآثار الضعيفة لعدد رينولدز تدخل في نظرية RNG.
 - تظهر حدود جديدة في معادلة انتقال مجموع التشوش بما في ذلك حد التشوش والذي يعتبر مهماً في معالجة الآثار غير المتوازنة وكذلك للجريانات التي فيها تشوش مرتفع (مثلاً جريانات الانفصال).
 - تعتبر معادلات نقل الاضطراب مكتملة لفهم الجريانات الدوامية.
- تكتب معادلات الانتقال لـ k-ε لنموذج RNG كالتالي:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\eta}{r} S^2 - e + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\alpha}{\epsilon} \frac{\eta}{r} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + U_i \frac{\partial e}{\partial x_i} = C_{e1} \frac{e}{k} \frac{\eta}{r} S^2 - C_{e2} \frac{e^2}{k} - R + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\alpha}{\epsilon} \frac{\eta}{r} \frac{\partial e}{\partial x_i} \right) \quad (12)$$

حيث $S^2 = 2S_{ij}S_{ij} = G/\eta$ هو معدل مجموع اجهاد التشوش .

a هو مقلوب عدد براندل .

R هو حد مجموع التشوش ويعطى بالعلاقة :

$$R = \frac{C_m h^3 (1 - h/h_0) e^2}{1 + bh^3} k \quad (13)$$

مع $h = Sk/e$ و h_0 ، b هما ثابتان .

تعطى ثوابت النموذج بالجدول التالي:

جدول (3) ثوابت نموذج RNG k-ε (Yakhot, Orszag 1986)

C_m	C_{e1}	C_{e2}	h_0	a	b
0,0845	1,42	1,68	4,38	1,39	0,015

من أجل المناطق ذات عدد رينولدز المنخفض فإن مقلوب عدد براندل a يحسب من أجل :

$$\frac{|a - 1.3929|^{0.6321}}{|a_0 - 1.3929|} = \frac{\eta}{\eta_{eff}} \quad (14)$$

حيث $a_0 = 1$

إن اصطلاح FLUENT يحسب اللزوجة الفعالة باستخدام المعادلة التالية:

$$\eta_{\text{eff}} = \eta \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + \sqrt{\frac{r C_m}{\eta}} \frac{k}{\sqrt{e}} \dot{\epsilon}^2 \quad (15)$$

(d) نموذج لمعادلات انتقال مركبات رينولدز: [5]، [6]

إن الاسم المقرر لهذا النموذج هو RSE (Reynolds Stress Equation model)

أو أيضاً RSM (Reynolds Stress Model).

في طريقة FLUENT استخدمت فرضيات Launder (1975) و Launder (1989).

إن معادلة تطور مركبات الاضطراب تحت شكل غير محفوظ تكتب بالشكل التالي:

$$\frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = \frac{\overline{u_i u_j}}{t} + U_k \frac{\overline{u_i u_j}}{x_k} = D_{ij} + P_{ij} + F_{ij} - e_{ij} \quad (16)$$

مع:

$$D_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{x_k} \frac{\partial}{\partial x_k} \quad (17)$$

$$P_{ij} = - \frac{\overline{u_i u_j}}{e} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (18)$$

$$F_{ij} = - C_1 \frac{e}{k} \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} d_{ij} \frac{\partial}{\partial x_k} - g \frac{\overline{u_i u_j}}{e} P_{ij} - \frac{1}{3} d_{ij} P_{ii} \frac{\partial}{\partial x_k} \quad (19)$$

$$e_{ij} = \frac{2}{3} d_{ij} e \quad (20)$$

حيث: D_{ij} و P_{ij} و F_{ij} و e_{ij} هي بالتالي حدود الانتشار والإنتاج وربط الضغط بالسرعة والتشتت. إن طريقة

FLUENT تستخدم معادلة انتقال مجموع تشتت الطاقة الحركية، (المعادلة 8)، لإغلاق هذا النموذج.

إن ثوابت هذا النموذج معطاة بالجدول التالي:

جدول (4) ثوابت نموذج معادلات انتقال مركبات رينولدز، لوندنر 1975

C_1	g	C_{e1}	C_{e2}	s_e
1,8	0,6	1,44	1,92	1,3

دراسة معادلات كمية الحركة وحساب كميات الاضطراب على حدود السطوح: [7]، [8]

(a) تابع السطح :

إن حل معادلات كمية الحركة (4) في المنطقة قرب السطح تؤدي إلى توصيف تدرج الضغط قرب السطح وكذلك مركبة القص بفرض أن تدرج الضغط قرب السطح مساوياً للصفر. في الجريان المضطرب تستخدم طريقة FLUENT القانون اللوغاريتمي للجدار لحساب مركبة القص :

$$\frac{u}{u_t} = \frac{1}{k} \cdot \ln(E \cdot y^+) \quad (21)$$

مع :

$$u_t = \sqrt{t_w / r}$$

حيث :

- u المركبة النقطية في منطقة القانون اللوغاريتمي.
- u_t سرعة الاحتكاك.
- t_w المركبة المماسية الوسطى عند الجدار.
- k ثابت كارمان ($k = 0.41$)
- E عامل الخشونة ويساوي 9,8 (جدار أملس)
- y^+ المسافة اللابعدية عن الجدار محددة بالعلاقة:

$$y^+ = \frac{u_t \cdot y}{n} \quad (22)$$

تطبق طريقة FLUENT المعادلة (21) في الجريان المضطرب عندما $y^+ \approx 1.225$. عندما تهبط y^+ تحت تلك القيمة فإن مركز الخلية قرب الجدار يوجد في منطقة تحت الطبقة الصفحية للطبقة الحدية المضطربة. وبما أن تابع السطح تحت الطبقة تصبح المعادلة (21) غير صالحة. لذلك قام FLUENT بحساب مركبة القص عند الجدار باستخدام المعادلة التالية :

$$t_w = \eta \cdot \left. \frac{|u|}{|n|} \right|_{\text{paroi}} @ \eta \cdot \frac{Du}{Dn} \quad (23)$$

حيث u هي مركبة السرعة الموازية للجدار و n هي الإحداثيات العمودية على السطح Du و Dn المحددة باستخدام قيم للخلية محسوبة قرب الجدار.

(b) حساب كميات الاضطراب على حدود السطح :

حسب FLUENT مقدار e قرب السطح $e = e_p$ مفترضاً التوازن في الطبقة الحدية المضطربة بالعلاقة :

$$e_p = \frac{C_m^{3/4} k_p^{3/4}}{k Dn} \quad (24)$$

تم حساب قيمة القدرة الحركية للاضطراب قرب السطح k_p بحل معادلة الانتقال (7) مع وجود الحد المولد الحاوي مركبة القص على السطح وتدرج مساوياً للصفر من أجل k عند السطح.

تعديلات تأخذ بعين الاعتبار سويرل swirl: [9]، [10]، [11]

خضع النموذج $k-\varepsilon$ لعدد من التعديلات نصف تجريبية لتحسين قربه من منحني خطوط التيار ومن سويرل. حوت بعض التعديلات تصحيح لحد المأخذ (المنبع) في نموذج $k-\varepsilon$ واللزوجة المضطربة. إن التعديلات لحد منبع التشتت يتوافق عموماً مع ظهور تصحيح يأخذ عدد ريشاردسون (جدول 5). إن تبيان علاقة عدد ريشاردسون في معادلة التشتت تختلف حسب كون سويرل يزيد أو ينقص الاضطراب. توجد حتى الآن وجهات نظر متناقضة في هذا الموضوع. نقول وجهة النظر الكلاسيكية أن دواماً مجبراً يؤدي إلى عدم استقرار الاضطراب، وهو بذلك يقلل من شدته وإن دواماً حراً يؤدي إلى عدم استقرار الاضطراب، أي يزيد من شدته. بالنتيجة فإن عدد ريشاردسون لغزارة Ri_f يستخدم لتقليل استقرار الاضطراب في منطقة قلب الدوام بينما يستخدم تصحيح لوندري (1977) لاستقرار الاضطراب.

إن استخدام هذه التعديلات هو محدود، بحيث لم يؤد عدد ريشاردسون إلى تحسين الجريان المضطرب بشكل عام، ويمكن مع الأسف أن يتعلق بالحالة المدروسة. مثلاً إن اختيار قيم الثوابت مثل C_{gs} التي توجد في هذه التعديلات تتغير تبعاً للباحثين مثل سلوب (1986) وسونج وسانغ (1989). من جهة أخرى، اقترح أبو جلاله وليلي (1984) تصحيحاً لثلاث ثوابت s_e و C_{e2} و C_m في نموذج $k-\varepsilon$ في حالة تطبيقية في الجريانات الدوامية.

$$\text{إن الثوابت المطلوبة هي: } C_m = 0.125, C_{e2} = 1.5942, \text{ و } s_e = 1.1949$$

طبق كودادي وفلاشو (1990) هذه الثوابت في حالة جريان دوامي ضمن أنبوب وقد لاحظنا أن الاتجاه هو تناقص السرعة المماسية في النموذج الكلاسيكي في حين أن النموذج المعدل يتجه إلى تناقص أقل لمركبة السرعة.

جدول (5) تعديلات نموذج $k-\varepsilon$ لتحسين مواصفات الجريانات المضطربة

(1) تعديل معادلة ε : [12]

ملاحظات	تغييرات	مصادر	
Ri في (a): $C_{gs} \gg 0.002 - 0.008$	$C_{e2} = 1.92(1 - C_{gs} R_i)$	Launder et al	تغييرات C_{e2}
Ri في (b): $0.2 - 0.001 \gg C_{gs}$ Ri_s في (c): $a_s = -0.75$	$C_{e2} = 1.92 \exp(2a_s Ri_s + 2a_c Ri_c)$	Srinivasan & Mongia	
Ri_c في (d): $a_c = -2.0$ Ri في (b): $0.05 \gg C_{gs}$	$C_{e2} = 1.92 / (1 + C_{gs} Ri)$	Boysan Chang	

<p>(d) في Ri_c</p> <p>(a) في Ri_g</p> <p>عدد سويرل S</p>	$C_{e2} = 1.92 \exp\left(\frac{S/3 - 1.4}{Ri_g + 1}\right)$ $C_{e2} = 1.92 \quad (**)$	1993 &Chen.	
<p>$C_{fs} \gg 0.9$</p> <p>في Ri_f (e):</p>	$C_{e1} = 1.44(1 + C_{fs} + Ri_f)$	Rodi	تغيرات C_{e1}

(2) تعديل معادلة k: [13]

ملاحظات	تغيرات	مصادر	
a = 0.08	$-\frac{2}{3}aG$	Walterick et al	إضافة حد للمصدر

(3) تعديل لزوجة الاضطراب: [14]

ملاحظات	تغيرات	مصادر	
<p>(bl) في Ri</p> <p>b = 0.25 , a = 0.09</p>	$n_t = \frac{a}{1 + bRi}$	Kim et Chung	

(*) من أجل $Ri_c \leq 0.2$ أو $(w_{BV}^2 \leq 0.5)$ و $\frac{1}{C_g Ri_g + 1} \leq 0.3$ حيث

$$w_{BV}^2 = 2 \frac{w}{r} \frac{\rho}{\rho_r} (rw)$$

(**) من أجل $Ri_c \leq 0.2$ و $(w_{BV}^2 \leq 0.5)$ أو $\frac{1}{C_g Ri_g + 1} \leq 0.3$

ملاحظات :

عدد ريشاردسون لفرق الضغط المحدد من أجل سويلر:

- تبعاً لسلم زمن متوسط :

$$Ri_g = \frac{2 \bar{W} \frac{\partial(r\bar{W})}{\partial r}}{r^2 \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2}} \quad (a)$$

- تبعاً لسلم زمن مضطرب :

$$Ri = \frac{\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2}}{\frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2}} \quad (b)$$

$$Ri = \frac{\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2}}{\frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2}} \quad (b1)$$

عدد ريشاردسون المحدد من أجل سويلر :

$$Ri_s = \frac{\bar{W} \frac{\partial(r\bar{W})}{\partial r}}{r^2 \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2}} \quad (c)$$

عدد ريشاردسون المحدد من أجل الانحناء :

$$Ri_c = \frac{\frac{\bar{U}\bar{V}}{\bar{U}^2 + \bar{V}^2} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial(r\bar{U})}{\partial r} - \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r}}{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{U}) + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x}} \quad (d)$$

عدد ريشاردسون للتدفق :

(e)

$$Ri_r = \frac{2\bar{W} \frac{\partial(\bar{W}/r)}{\partial r}}{\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2}} \quad (e)$$

تمثيل مجال الحساب ومخططه:

إن معادلات حفظ الكتلة وكمية الحركة ومعادلات الانتقال من أجل نموذج الاضطراب قد مثلت بطريقة الحجم النهائي باستخدام خطوة غير منزاحة.

وقدمت قيم المجاهيل على حدود حجم المراقبة بإحدى الطرق التالية:

- PLDS مخطط الاستطاعة باتانكر 1980
- SOUDS مخطط فروق الجبهة
- QUICK ليوناردو 1979

بني مخطط الاستطاعة (PLDS) على الحل الدقيق للمعادلة الخطية وحيدة البعد للانتشار:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\rho u f}{\epsilon} \right) - G \frac{df}{dx} = 0 \quad (25)$$

حيث G و ρu هم ثوابت. لهذه المعادلة حل صحيح وأسي ويمكن تقريب هذا الحل بتابع قطعي لأسباب اقتصادية. و إن عدد Peclet محدد كالتالي:

$$Pe = \rho u L / G \quad \text{حيث: } 0 \leq x \leq L \quad \text{من أجل } u \neq 0$$

يعطى المخطط بالشكل (1)

$$f_w = f_w + \frac{1}{2} (f_p - f_w) \frac{(1 - 0.1Pe_w)^5}{(1 - 0.05Pe_w)^5} \quad 0 \leq Pe_w \leq 10 \quad (26)$$

من أجل: $f_w = f_w, Pe_w \leq 3$

لهذه المعادلة حل جيد عندما يمس شعاع السرعة خطوط الجريان.

إضافة إلى مخطط PLDS فإن FLUENT قدم مخططين: SOUDS و QUICK ويحسب هذان المخططان قيم التداخل السطحي للمجاهيل، الشكل (2)، المبني على القيم الحاصلة بين نقطتين f_D و f_C وفي مركز النقطة التالية أمام f_U . وباستخدام الشكل (2) فإن قيمة التداخل السطحي f_f لقيم الجوار يمكن كتابتها كما يلي:

$$f_f = q \frac{D_{X_D}}{D_{X_C} + D_{X_D}} f_C + \frac{D_{X_C}}{D_{X_C} + D_{X_D}} f_D + (1 - q) \frac{D_{X_U} + 2D_{X_C}}{D_{X_U} + D_{X_C}} f_C - \frac{D_{X_C}}{D_{X_U} + D_{X_C}} f_U \quad (27)$$

حيث f_D القيمة الخلفية و f_C قيمة النقطة في المركز و f_U هي القيمة الأمامية .

تحسب المعادلة (27) قيم التداخل السطحي بدقة كبيرة حسب اختيار f انظر الجدول (6):

الجدول (6) قيم f من أجل تمثيل بعض المخططات

مخطط تمثيل	q
مركز الأمر الثاني	1
مقدمة الأمر الثاني	0
مقدمة الأمر الثالث	2/3
QUICK	3/4

تأثيرات بعض العوامل في الحساب العددي

1- تأثير الشروط الحدية: [15]

إن خواص التشابه في الجريانات تتعلق بالشروط الحدية المستخدمة، Nallasamy و Orkwis (1995) أظهرنا بأن الوصف الكامل لخواص الجريان تتعلق تماماً بالشروط الحدية عند تشابه عددي.

a- الشروط الحدية عند المدخل: [16]

إن الشروط الحدية عند المدخل هي أقل أهمية في حال دراسة نموذج اضطرابي بالمقارنة مع المعطيات التجريبية. مع ذلك فإن شروطاً سيئة عند المدخل يمكن أن تقود إلى نتائج مختلفة ومغلوبة. بين Nallasamy و 1987 وبشكل خاص أن بروفيل المدخل للقدرة الحركية للاضطراب k وعامل التشتت e يمكن أن تؤثر بقوة على مؤخرة الجريان. إن بروفيل k يمكن استنتاجه من النتائج التجريبية ولكن لا توجد أي طريقة كافية لتمثيل بروفيل e عند المدخل. إن شروط المدخل تأخذ أهمية أكبر عندما يكون للجريان مركبة سويرل عند المدخل.

a-1 معادلة القدرة الحركية للاضطراب عند المدخل: [17]، [18]

إن بروفيل القدرة الحركية للاضطراب k عند المدخل تم حسابه اعتباراً من المعادلة :

$$k = \frac{3}{2} (Tu)^2 \bar{U}^2 \quad (28)$$

حيث Tu كثافة الاضطراب.

إن اعتبار بروفيل كثافة الاضطراب متجانس يسهل تمثيل هذا الشرط. في الحقيقة، تظهر التجربة ضمن أنبوب بأن كثافة الاضطراب تزداد قرب الجدار، يقترح Bobkov معادلات لهذا التوزيع (انظر الجدول 7)

جدول (7): معادلات القدرة الحركية للاضطراب عند مدخل أنبوب

ملاحظات	المعادلة المقترحة	مصدر
بروفيل عام	$k = \frac{3}{2} (Tu)^2 \bar{U}^2$	
$A = 0,7225$ $B = 2,54$ المسافة العمودية على السطح $\bar{n} =$ المسافة على السرعة العظمى $V_{t,max}$	$k = V_t^2 \frac{\alpha}{C_l} - \frac{\bar{V}_t \bar{\alpha}^2}{V_{t,max} \bar{\alpha}} Ae^{-B\bar{n}}$	Bobkov (انظر Abir و Whitfield) ((1983))
تحديد مستخدم من أجل جريان. k_0 : قيمة الطاقة الحركية على المحور : r نصف القطر : D قطر المدخل	$0 \leq d \leq 2$ $k = k_0 \frac{e}{\hat{e}} + d \frac{\alpha r \bar{\alpha}^2 \bar{U}}{C_l D \bar{U}}$	Khalil

ملاحظة: من أجل ناشر حلقي، $R_1 \leq R \leq R_0$ ، المعادلة المقترحة من Khalil (1979) يمكن أن تبديل بالمعادلة التالية:

$$k = k_0 \frac{e}{\hat{e}} + d \frac{\alpha |R_m - R| \bar{\alpha}^2 \bar{U}}{C_l |R_m - R_1| \bar{U}}, \quad R_m = 0,5(R_1 + R_0), \quad 0 \leq d \leq 2$$

a-2 معادلة عامل التشتت عند المدخل: [19]، [20]، [21]

إن عامل التشتت هو مقدار غير قابل للقياس بسهولة، في الجدول (8) تم وصف المعادلات الثلاث كالتالي: مثلاً تكتب المعادلة الثانية بالشكل:

$$e = \frac{C_m^{3/4} k^{3/2}}{I_m} = \frac{C_m^{3/4} k^{3/2}}{d_{3/4} H} \quad (29)$$

حيث I_m هو مقياس طول الاضطراب و H هي بعد يميز مرور الجريان. إن الفرق بين هذه المعادلات هو استطاعة الثابت C_m الذي يأخذ بالتالي القيم $0 < \frac{3}{4} < 1$ ، أما المعادلة الثالثة فهي معادلة مبسطة لتعطي قاعدة للمقارنة بين قيم $d_{3/4}$ و d_1 .

جدول (8): معادلات عامل التشتت عند مدخل أنبوب

تدفق	مصدر	معادلة 1	معادلة 2	معادلة مبسطة	ملاحظات

$d_0 = 11,1d_1$ $d_0 = 6,086d_{3/4}$	$e = \frac{k^{3/2}}{d_0 H}$	$e = \frac{C_m^{3/4} k^{3/2}}{d_{3/4} H}$	$e = \frac{C_m k^{3/2}}{d_1 H}$		
H : قطر المدخل S = 0 S = 0;0,93 S = 0 - 0,18 S = 0;0,5 S = 0 S = 0 S = 0,07;0,25 S = 0,7 S = 0;0,7	 $d_0 = 0,555$ $d_0 = 0,167$ $d_0 = 0,056$ $d_0 = 0,304$ $d_0 = 0,100$ $d_0 = 0,005$ $d_0 = 0,061$ $d_0 = 0,030$ $d_0 = 0,056$	 $d_{3/4} = 0,05$ $d_{3/4} = 0,01$ $d_{3/4} = 0,005$	 $d_1 = 0,050$ $d_1 = 0,015$ $d_1 = 0,005$ $d_1 = 0,005$	 Sala & al Hbib & Whitelaw Hah Armfield&Fletcher Lai et al. Yung et al. Armfield et al. Benim Elkaim et al	ناشر مخروطي
H = DR ₁ S = 0 S = 0	 $d_0 = 0,030$ $d_0 = 0,183$	 $d_{3/4} = 0,03$	 	 Shyy Agrawal&Yang	ناشر بتوسع مفاجئ
H = DR ₁ a = 0 ⁰ ,12 ⁰ ,7 ⁰ S = 0	 $d_0 = 0,243$ $d_0 = 0,333$	 $d_{3/4} = 0,04$	 $d_1 = 0,03$	 Djebedjian et al Shuja&Habib	ناشر حلقي

ملاحظة:

S هي عدد سويرل

a هي زاوية سويرل

H هي القطر عند مدخل ناشر مخروطي

H = DR₁ هي الارتفاع الحلقي عند المدخل لناشر حلقي

b- الشروط الحدية عند المخرج: [22]

إن الشروط الحدية في مقطع الخروج يمكن إعطاؤها باستخدام إحدى الشروط التالية حسب الجدول (9)

الجدول (9) الشروط الحدية عند المخرج

شروط الخروج	مصادر	تدفق

حول اسطوانة حول اسطوانة ناشر مخروطي	Thoman & Szewczyk Taylor & Hughes Hah	$\nabla U_i / \nabla x = 0$
غرفة الاحتراق حول اسطوانة	Shyy Ziemniak et al.	$\nabla^2 U_i / \nabla x^2 = 0$
حول اسطوانة حول اسطوانة حول اسطوانة	Gresho et al. Tabata & Fujima Tabata & Fujima	$-p + 2m \frac{\nabla U}{\nabla x} = 0,$ $m \frac{\partial \nabla V}{\partial x} + \frac{\nabla U}{\nabla r} \frac{\partial}{\partial t} = 0$
مضطرب دوامي مضطرب دوامي غرفة الاحتراق ناشر حلقي	Jones et Pascau Hogg et Leschziner Agrawal et Yang Djebedjian et al.	مخطط السرعة مخطط الضغط، $p = Cte$

2- تأثير معالجة المنطقة قرب الجدار:

في الجريانات المضطربة المحدودة بالجدار تتصرف منطقة الجدار كمعبر حيث يتم تبادل كمية الحركة والحرارة والكتلة بين الجريان المضطرب والجدار .
إن وضع نموذج دقيق لهذه المنطقة عند رقم رينولدز منخفض هو ذو أهمية لأنه يمكن أن يؤثر على دقة مميزات الجريان الإجمالي. من أجل التشابه هناك عدة تقريبات عددية متوفرة من أجل نمذجة تأثير الجدار.

(a) تقريب لتابع الجدار (Launder (1974

(b) تقريب النماذج ذات رقم رينولدز المنخفض (Patel (1985

(c) تقريب متعدد المناطق (Chieng (1980

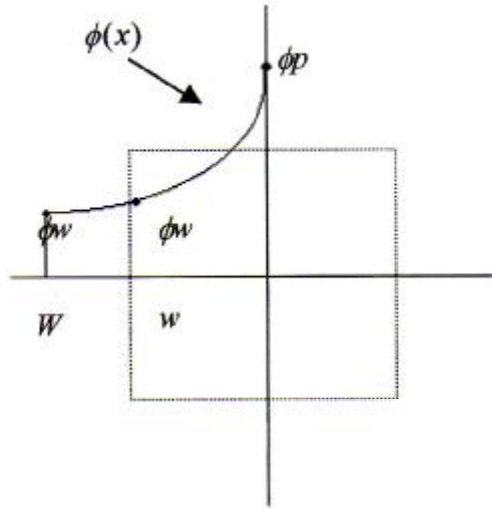
(d) تقريب PSL (Iacovides(1984

مميزات حساب طريقة Fluent :

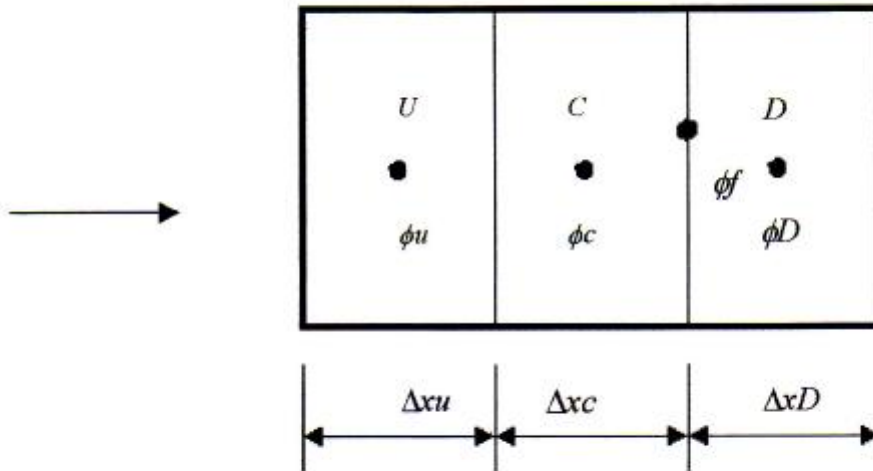
إن نماذج الاضطراب والطرق الأخرى المستخدمة في طريقة Fluent تلخص بالجدول (10)

جدول (10) بعض الطرق العددية المختلفة المستخدمة في المراجع وفي طريقة Fluent

الطرق العددية المستخدمة في طريقة Fluent	الطرق العددية المستخدمة في المراجع	
غير منزاحة	غير منزاحة منزاحة	نموذج العمل وترتيب المتغير
PLDS SOUCDS QUICK	PLDS SOUCDS QUICK	الشكل التقديري
سرعة-ضغط	دوامية-تابع تيار سرعة-ضغط دوامية دوامية-سرعة	التركيبات جريانات 2 D : جريانات 3 D :
سرعة-ضغط SIMPLE SIMPLEC	دوامية-ضغط PISO SIMPLE SIMPLEC SIMPLER	ازدواج سرعة-ضغط
نظام k-ε كلاسيكي نظام RNG نظام RSM	<u>نظام جبري:</u> طول مختلط <u>نظام ذو معادلتين:</u> نظام k-ε كلاسيكي نظام RNG <u>نظم أخرى:</u> نظام ASM نظام RSM	نظام الاضطراب
توابع الجدار	توابع الجدار نظام ذو رقم رينولدز منخفض تقارب متعدد الجوانب تقارب PSL	تقارب متعدد الجوانب



الشكل (1) تغير المتحول ϕ بين النقاط P و W



الشكل (2) مصطلحات الخطوة المستخدمة في مخطط التمثيل

نتائج وتوصيات:

إن التنبؤ الرقمي لتدفق مضطرب دوامي يتعلق بالثوابت التالية :

- نموذج الاضطراب
- مخطط التمثيل
- الشروط الحدية
- معالجة المنطقة قرب الجدار

من المؤكد أن النموذج ذي معادلات نقل ضغوطات Reynolds (RSM)، يعطي في عدة تطبيقات رقمية أفضل النتائج لكنه يقدم بعض الصعوبات مثل زمن الحساب وشروط الحدود لضغوطات Reynolds. كان النموذج (RSM) قد طور حديثاً وتطبيقه في دراسات عدة ما زال محدوداً. تبين الآراء الأولى بأنه يجلب بعض التحسينات في التدفقات مع Swirl. والنموذج k - e هو الأكثر ملائمة بسبب بساطته وفعالته من أجل تدفقات بسيطة أو لـ Swirl ضعيف. من أجل تدفقات مع Swirl وسطي أو قوي تكون النتائج أقل جودة، وإذا أخذنا Swirl بعين الاعتبار، تصبح تغيرات هذا النموذج محدودة ومتعلقة بالحالة المعالجة.

.....

- 1- **Fluent** User's Guide, 1993, Fluent Inc., Lebanon, New Hampshire.
- 2- **Wendt, J.F., (Ed.)**, Computational Fluid Dynamics, An Introduction, 2nd Edition, Avon Karman Institute Book, Springer, 1996.
- 3- **Lauder, B.E. et Salding, D.B.** The Numerical Computation of Turbulent Flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, Part 3, May 1974; pp.269-289.
- 4- **Yakhot, V. et Orszag, S.A.**, Renormalization Group Analysis of Turbulence.I. Basic Theory, Journal of Scientific Computation, Vol. 1, 1986, pp. 3-51.
- 5- **Lauder, B.E.,Reece, G.J. et Rodi, W.**,Progress in the development of a Reynolds-stress closure, Journal of Fluid Mechanics, Vol.68, Part 3, April 1975, pp. 537-566.
- 6- **Lauder, B.E.**, Second-moment closure: present ... and future ?, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 10, No. 3, 1989, pp. 282-300.
- 7- **Fluent** V4.2, Validation Problems, Technical Memorandum TM-127, July 1993, Fluent Inc., Lebanon, New Hampshire.
- 8- **Friberg, J.**, Approche théorique et calcul pratique des Diffuseurs, Edition L.A.J.F. (Les Amis de Jean Friberg), Paris, 1998.
- 9- **Soong, H.-C. et Chang, K.-C.**, Modification of $k-\epsilon$ Turbulence Models for Coaxial Sudden-Expansion Swirling Flows, Journal of the Chinese Society of Mechanical Engineers, Vol. 10, No. 2, 1989, pp. 75-80.
- 10-**Abujelala, M.T. et Lilly, D.G.**, Limitations and Empirical Extension of the $k-\epsilon$ Model as Applied to Turbulent Confined Swirling Flows, Chemical Engineering Communications, Vol. 31, 1984,pp. 223-236.
- 11-**Khodadadi, J.M. et Vlachos, N.S.**, Effects of Turbulence Model Constants on Computation of Confined Swirling Flows, AIAA Journal, Vol. 28, No. 4, 1990, pp. 750-752.
- 12-**Chang, K.C. et Chen, C.S.**,Development of a Hybrid $k-\epsilon$ Turbulence Model for Swirling Recirculating Flows under Moderate to Strong Swirl Intensities, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 16, 1993, pp. 421-433.

- 13-**Walterick, R.E., Jagoda, J.I., Richardson, C.R.J., de Groot, W.A., Strahle, W.C. et Hubbartt, J.E.**, Experiments and Computation on Two-Dimensional Turbulent Flow Over a Backward Facing Step, AIAA Paper No. 84-0013, 1984.
- 14-**Kim, K.Y. et Chung, M.K.**, New Eddy Viscosity Model for Computation of Swirling Turbulent Flows, AIAA Journal, Vol. 25, No. 7, 1987, pp. 1020-1022.
- 15-**Orkwis, P.D., Tam, C-J et Disimile, P.J.**, Observations on Using Experimental Data as Boundary Conditions for Computations, AIAA Journal, Vol. 33, No. 1, 1995, pp. 176-178.
- 16-**Nallasamy, M.** Turbulence Models and their Applications to the Prediction of Internal Flows: A Review, Computers & Fluids, Vol. 15, No. 2, 1987, pp. 151-194.
- 17-**Abir, A. et Whitfield, A.**, Numerical Solution of Turbulent Flow through Vaneless Diffusers of Centrifugal Compressors, Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, (Ed. C. Taylor, J. A. Johnson et W.R. Smith), Volume III, 1983, pp. 540-551.
- 18-**Khalil, E.E.**, Initial and Boundary Conditions and their Influence on Numerical Computations of Confined Elliptic Flows, Numerical Methods in Thermal Problems, (Ed. Lewis, R.w. et Morgan, K.), 1979, pp. 458-467.
- 19-**Elkaïm, D., Mckenty, F., Reggio, M. et Camarero, R.**, Control Volume Finite Element Solution of Confined Turbulent Swirling Flows, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 19, 1994, pp. 135-152.
- 20-**Agrawal, A.K. et Yang, T-t**, Viscous Flow Computations for Compressor / Combustor Diffuser Design to allow Air Extraction for IGCC Systems, ASME Paper No. 91-GT-62; 1991.
- 21-**Djebedjian, B., Giat, M Renaudeau, J.P. et Rayan, M.A.**, Numerical Study of Turbulent Flow through Equiangular Annular Diffusers, Proceedings of the Fifth International Conference of Fluid Mechanics, Cairo, Egypt, 2-5 January 1995 (a), Vol. 2, pp. 719-729.
- 22-**Tabata, M. et Fujima, S.**, Some Applications of the Third-Order Upwind Finite Element Approximation, Computational Fluid Dynamics 92, (Ed. Ch Hirsh, J. Périaux et W. Kordulla) ; Vol. 1, 1992, pp. 139-145.