

7<sup>e</sup> JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

## Application de la LES implicite à l'étude d'un écoulement autour d'un profil NACA0012

CREISMEAS P.  
DGA/Bassin d'essais des carènes  
Chaussée du Vexin  
27100 VAL DE REUIL

January 14, 1999

### Abstract

An implicit LES approach is used to compute the turbulent flow around a NACA0012 foil at 5 degrees incidence. No modelisation of the subgrid behavior is introduced. We assume the dissipation of the subgrid turbulent kinetic energy by the numerical viscosity. This latter is introduced by both the discretization ( Finite Volume) and the numerical scheme (QUICK scheme). The values of the flow Reynolds number is  $10^7$ . A description of the filtered structure in the established turbulence area of the boundary layer of the suction side is performed by the analysis of the fluctuating pressure. Hence, we reach the location of the boundary layer transition, and we calculate the convection velocity and the size of the most energetical structures. A Fourier analysis of the filtered turbulent kinetic energy in the wake confirms that the implicit model dissipates the energy associated to the subgrid structures and ensures the energy drain through the cut off.

### Résumé

Nous utilisons une approche LES implicite pour calculer un écoulement turbulent autour d'un profil NACA0012 incliné. Aucune modélisation n'est introduite pour calculer le comportement de échelles de sous-maille. On formule l'hypothèse que l'énergie turbulente de sous-maille est dissipée par la viscosité numérique introduite à la fois par la discrétisation ( volumes finis) et par le schéma numérique (schéma QUICK). La valeur du nombre de Reynolds associé à la simulation est  $10^7$ . Il nous a été possible d'établir une description des structures filtrées dans la zone de turbulence établie dans la couche limite l'extrados, en analysant les pressions fluctuantes. Nous pouvons ainsi déterminer les zones de transition de la couche limite, la vitesse de convection et la taille des structures filtrées les plus énergétiques. D'autre part, l'analyse de Fourier spatiale de l'énergie turbulente filtrée dans le sillage nous a permis de justifier *a posteriori* le choix de la discrétisation.

# 1 La simulation des grosses structures

La LES est une méthode qui permet de calculer les échelles d'un écoulement sélectionnées par une fonction filtre  $G(x-y)$ , convoluée aux variables de l'écoulement. Ces échelles sont appelées échelles filtrées ou échelles macroscopiques. Soit  $f(x,t)$  le nom générique des variables de l'écoulement ( vitesse, pression ... ), on peut écrire,

$$f(x,t) = \underbrace{\bar{f}(x,t)}_{\text{computation}} + \underbrace{f'(x,t)}_{\text{modélisation}} \quad (1)$$

avec

$$\bar{f}(x,t) \stackrel{\text{déf}}{=} \int_{-\infty}^{+\infty} f(y,t)G(x-y)dy \quad (2)$$

$f(x,t)$  est la solution complète,  $f'(x,t)$  contient des informations qui sont perdues par le filtrage.  $f'(x,t)$  représente les échelles résiduelles ou échelles de sous-maille. En utilisant l'équation 2 il est possible de filtrer globalement les équations de Navier-Stokes,

$$\frac{\partial u^i}{\partial x^i} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u^i}{\partial t} + u^j \frac{\partial u^i}{\partial x^j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^i} + \nu \frac{\partial^2 u^i}{\partial x^k \partial x^k} \quad (4)$$

avec  $\rho$  masse volumique de l'écoulement et  $\nu$  la viscosité. Une fois l'opération de filtrage effectuée, le système d'équations 3 et 4 peut se mettre sous la forme [27],

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k \partial x_k} - \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} \quad (6)$$

Le tenseur de sous-maille  $\tau_{ij}$ , qui contient les informations relatives aux échelles de sous-maille, peut être décomposé de la manière suivante [17],

$$\tau_j = \underbrace{\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j}_{L_{ij}} + \underbrace{u'_i \bar{u}_j + \bar{u}_i u'_j}_{C_{ij}} + \underbrace{u'_i u'_j}_{R_{ij}} \quad (7)$$

$L_{ij}$  s'appelle le tenseur de Leonard et décrit les interactions entre les échelles filtrées,  $C_{ij}$  s'appelle le tenseur croisé et décrit les interactions entre les échelles de sous-maille et les échelles résolues,  $R_{ij}$  s'appelle le tenseur de Reynolds et décrit les interactions entre les échelles de sous-maille. L'équation 6 décrit l'évolution de la quantité filtrée  $\bar{u}$ , dans laquelle les résultats des interactions avec le champ de sous-maille  $u'$  sont traduits par le terme

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \text{grad}(\tau) \quad (8)$$

Il existe deux façons de prendre en compte ce terme [29]. Soit le tenseur  $\tau_{ij}$  est calculé explicitement [5][19][24], soit on introduit un nouveau terme  $q$  qui traduit un effet similaire sur le champ résolu que  $\tau_{ij}$  lui-même. Nous considérons dans cette communication la seconde solution, qui est la plus répandue. Nous faisons l'hypothèse que les échelles de sous-maille ont un comportement brownien par rapport au mouvement des échelles filtrées, et superposé à ce dernier. Par analogie avec la dissipation d'énergie par viscosité moléculaire, nous introduisons une "viscosité" de sous-maille,  $\nu_{SM}$ , qui n'est pas une propriété intrinsèque du fluide et qui dépend fortement de l'écoulement lui-même. Si l'introduction de la viscosité de sous-maille présente l'avantage de stabiliser les schémas numériques, cette approche est loin de pouvoir décrire tous les mécanismes d'interaction entre les échelles filtrées et les échelles de sous-maille. En

effet, à travers la notion de viscosité de sous-maille, nous admettons implicitement qu'il n'est besoin que de connaître le bilan de transfert énergétique entre les deux échelles pour décrire l'action du tenseur de sous-maille. Cependant, on sait que le drainage de l'énergie des échelles filtrées vers les échelles de sous-maille n'est pas l'unique mécanisme qui décrit les interactions entre les deux gammes d'échelles[15]. Deux autres phénomènes existent qui sont, une remontée de l'énergie des échelles de sous-maille vers les échelles filtrées [22][9] [10] ( cascade inverse ou backscattering) et un transport de l'information lié à l'anisotropie des échelles filtrées vers les échelles de sous-maille[4]. Ces deux phénomènes sont *ipso facto* ignorés par la modélisation par viscosité de sous-maille. Or la cascade inverse et l'anisotropie [28] sont à la base même de la dynamique de la couche limite turbulente[12] [23]. Il n'est donc pas possible de les ignorer. Dans les régions de l'écoulement où ils apparaissent, il est nécessaire que la gamme des échelles filtrées soit la plus large possible. La modélisation ne doit intervenir que pour une gamme d'échelles qui interfère le moins possible avec les échelles résolues. Le nombre de points de discrétisation peut alors obéir à des critères s'approchant de ceux imposés par la DNS. La méthode la plus classique pour calculer la viscosité de sous-maille est le modèle de Smagorinsky [31]. Boris [7] et Kuwahara *et al* [14] propose d'utiliser la viscosité numérique introduite à la fois par la discrétisation et par le schéma numérique comme modèle de sous-maille. Cette approche est qualifiée de modélisation implicite, puisque l'on ne calcule pas de modèle de sous-maille. C'est cette approche que nous avons choisie dans la suite de cette communication. Cette façon de voir, malgré sa facilité de mise en œuvre, n'est pas exempte d'inconvénients. En particulier, la viscosité numérique est un terme totalement artificiel, qui ne résulte pas d'une analyse physique du phénomène qu'il est censé simuler. Cependant, la simulation LES implicite est envisageable si on adopte la philosophie selon laquelle on doit calculer la gamme d'échelles la plus large possible et laisser à la modélisation une gamme d'échelles la plus réduite, qui interagit le moins possible avec les échelles filtrées [7]. Dans cette communication nous nous proposons de présenter des résultats issus de calcul LES implicite. Nous mettons en œuvre le code FLUENT pour résoudre le système d'équations filtrées suivant,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

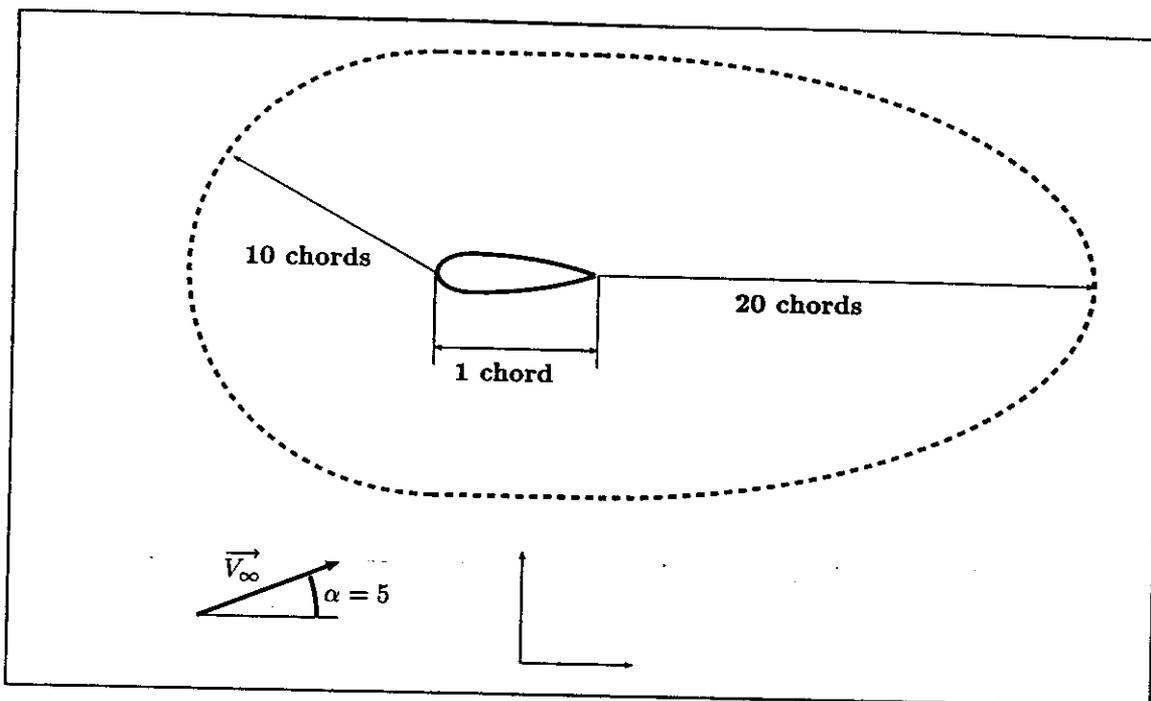
$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (10)$$

Une viscosité numérique est introduite à la fois par le schéma QUICK de Leonard [18] [21] et par la discrétisation volumes finis [7] que l'on suppose équivalente à une viscosité de sous-maille.

## 2 Résultats numériques et discussion

### 2.1 Conditions du calcul

Nous calculons un écoulement autour d'un profil NACA0012 d'envergure infinie, et à une incidence de 5 degrés. La valeur de la vitesse à l'entrée du domaine et la valeur de la corde du profil sont respectivement 10 m/s et 1m, ce qui donne un nombre de Reynolds calculé sur la corde du profil de  $10^7$ . Les limites du domaine de calcul sont situées entre 10 et 20 cordes autour du profil, figure 1. Le maillage est un maillage structuré en "O" et se présente en deux parties. Une première partie, située dans le voisinage du profil, s'étend du profil jusqu'à une distance de 0.1 cordes. A l'intérieur de ce sous-domaine, le maillage est raffiné pour être capable de décrire au mieux la dynamique de la couche limite et du sillage proche. En particulier, le taux d'expansion des mailles est calculé pour respecter le critère de Zang [32] qui spécifie qu'il doit y avoir au moins 3 nœuds dans la région de la couche limite définie par  $y^+ \leq 10$ . Au

Figure 1: *Computation domain*

delà d'une distance correspondant à 0.3 cordes de la paroi, les effets visqueux sont supposés négligeables et le maillage est relâché de façon à éviter un nombre prohibitif de cellules de calcul. Le nombre total de cellules de calcul est d'environ 400000, dont 2/3 sont concentrées dans la zone correspondant au sillage proche. Des conditions de symétrie sont imposées sur les limites latérales du domaine de calcul, et l'écoulement n'est pas perturbé en entrée du domaine. Le régime transitoire est considéré terminé quand le temps adimensionnel  $T = 30$  est atteint,  $T$  étant défini comme  $T = \frac{tU_0}{C_{corde}}$ ,  $U_0$  est la vitesse en entrée (m/s),  $t$  est le temps (s), et  $C_{corde}$  est la longueur de la corde (m). La valeur de  $T$  est le temps nécessaire à une particule fluide pour traverser le domaine de part en part. La valeur du pas de temps utilisé pour les différentes réalisations est de  $\Delta T = 30 \frac{\Delta t U_0}{C_{corde}}$ , soit un pas de temps physique de  $\Delta t = 0.001$  s.

## 2.2 Transition dans la couche limite

Le problème de la transition du laminaire vers le turbulent dans une couche limite est d'un grand intérêt pratique. Si l'on considère un profil, il est intéressant de retarder la transition le plus possible pour bénéficier au maximum des valeurs du coefficient de frottement du domaine laminaire. A l'inverse, il peut être aussi intéressant de déclencher la transition très tôt pour éviter un décollement rapide. L'intérêt de la transition laminaire/turbulent se retrouve aussi quand on se penche sur les problèmes de combustion ou de mélange de particules dans le fluide. La turbulence tend à favoriser le mélange des deux phases.

Nous présentons à la figure 3, l'évolution spatiale de l'énergie cinétique instantanée au temps  $T = 40$ , le long de l'extrados et à l'altitude  $y^+ = 50$ . L'énergie cinétique instantanée  $k(t)$  est définie par

$$k(t) = \frac{v^2(t)}{2} \quad (11)$$

peut être décomposée comme la somme de la vitesse filtrée et de la vitesse de sous-maille,  $v = \bar{v} + v'$ .  $k(t)$  peut alors s'écrire,

$$k(t) = \underbrace{\frac{v^2}{2}}_{\bar{k}} - \underbrace{\bar{v}v'}_{2\bar{k}'} + \underbrace{v'^2}_{k'} \quad (12)$$

$\bar{k}$  représente l'évolution temporelle des échelles filtrées (ou calculées),  $\bar{k}'$  représente les interactions entre les échelles filtrées et les échelles de sous-maille, et  $k'$  représente l'évolution temporelle des échelles de sous-maille. Malheureusement, il n'est possible de considérer une telle décomposition que dans le cas où l'on est capable de décrire les échelles de sous-maille. Or dans notre cas nous utilisons une modélisation implicite qui est strictement dissipative. La principale conséquence est la perte définitive de toute information relative aux échelles de sous-maille. L'énergie cinétique  $k(t)$  est donc identifiée au terme  $\frac{\bar{v}^2(t)}{2}$ , soit  $\bar{k}$ . Cette approximation semble être justifiée par une étude récente d'un écoulement à un nombre de Reynolds de  $10^5$  autour d'un NACA0012 en incidence de 10 degrés [16] et qui montre que la différence entre  $\bar{k}$  et  $\bar{k}'$  est d'un ordre de grandeur et la différence entre  $\bar{k}$  et  $k'$  est de deux ordres de grandeurs, c'est à dire  $\bar{k} \approx 10\bar{k}'$ ,  $\bar{k} \approx 100k'$ . La zone de transition de la couche limite est visualisée à la figure 3 par les isovaleurs de l'énergie cinétique résolue  $\bar{k}$ . On notera le développement des structures en aval de la zone de transition jusqu'à la zone pleinement turbulente de la couche limite. La portance moyenne est de  $C_z = 0.58$ , elle est à comparer à la valeur expérimentale de  $C_z = 0.56$  de la référence [1]. Pour calculer la position respective du début de la zone d'instabilité et de la zone de transition, nous concentrons notre attention sur l'évolution des pressions fluctuantes le long de l'extrados et de l'intrados, dans le plan de symétrie du profil. Nous introduisons le rapport suivant,

$$\tau_{db}(x_i) = \left\langle 10 \lg_{10} \left( \frac{(p(x_i, t_n) - \bar{p}(x_i))^2}{P_{ref}^2} \right) \right\rangle. \quad (13)$$

avec  $\langle \cdot \rangle$  : moyenne temporelle dans l'intervalle de temps  $t_n \subset n [t_1 \dots t_N]$ ,  $p(x_i, t_n) - \bar{p}(x_i)$  pression fluctuante en Pascals au temps  $t_n$ , à l'abscisse  $x_{i=1 \dots M}$  sur l'extrados.  $P_{ref}$  est la pression de référence,  $P_{ref} = 10^{-6}$  Pa. Dans notre cas  $N=35$  et  $M=140$ . L'évolution du rapport  $\tau_{db}(x_i)$  (13) le long de l'extrados et de l'intrados est présenté à la figure 2. L'apparition de ondes de Tollmien-Schlichting, caractéristiques de la zone d'instabilité est marquée par une bosse sur la courbe des pressions instationnaires. Cette bosse traduit une augmentation de l'excitation au niveau de la couche limite. Elle apparaît bien nettement sur la courbe de la figure 2 correspondant à l'extrados (courbe supérieure). Le début de la bosse marque l'apparition de ondes de Tollmien-Schlichting, donc le début de la zone d'instabilité et le sommet marque l'apparition des premiers spots turbulents, donc le début de la zone de transition. Dans le cas de l'intrados, le gradient de pression favorable tend à retarder la transition. L'apparition des ondes de TS est beaucoup moins nette que dans le cas de l'extrados et on ne les détecte pas sur la courbe de la figure 2 correspondant à l'intrados (courbe inférieure). On prendra alors comme critère de transition le changement de pente correspondant à l'augmentation nette de l'excitation. Les résultats, concernant la localisation du début des zones d'instabilité et de transition issus de la simulation LES sont présentés dans les tableaux suivant,

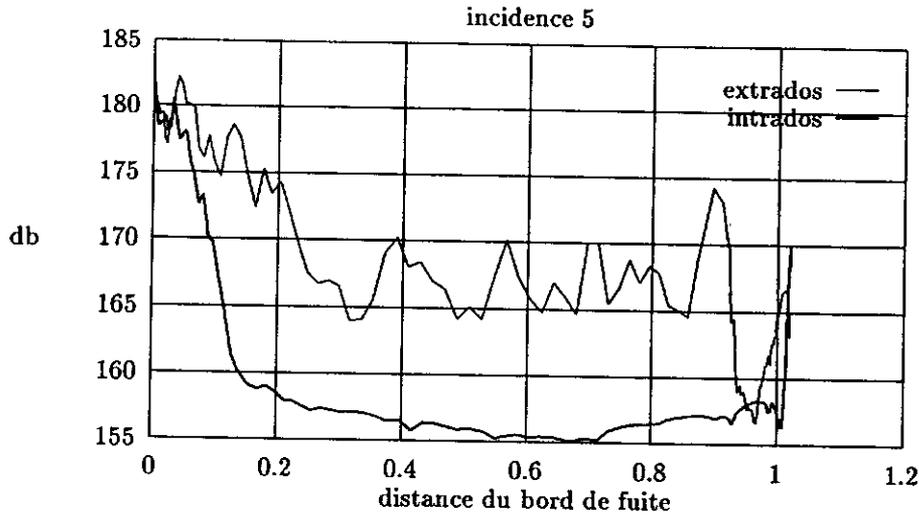


Figure 2: Analyse du champ de pression instationnaire sur l'intrados et l'extrados du profil NACA0012

	début zone d'instabilité $x/c$ <i>extrados</i>	début zone de transition $x/c$ <i>extrados</i>	commentaires
LES	0.045	0.138	
3c3d	0.047	0.13	
différence	0.002	0.008	
expérience [26]		$0.08 \leq \leq 0.18$	$Re = 3.3510^6$ $C_z = 0.67$
	<i>intrados</i>	<i>intrados</i>	
LES	non déterminée	0.841	
3c3d	0.5	0.825	
différence	-	0.016	

Nous les confrontons aux résultats obtenus au moyen du code 3c3d de l'ONERA/CERT [11][13]. Le champ de vitesse lointain est calculé au moyen d'une méthode potentielle, et le modèle de turbulence utilisé pour la couche limite est un modèle de nombre de Prandtl évolutif et de longueur de mélange [8]. Pour déterminer la transition, nous utilisons la méthode des paraboles [2] [3] comme critère longitudinal et le critère de Beasley dans le sens transversal [6]. A titre indicatif, nous présentons un résultat expérimental issu de mesures faites à l'ONERA [26] à une valeur du nombre de Reynolds ( $3.3510^6$ ) inférieure à la valeur de la simulation LES ( $10^7$ ) pour un profil d'allongement 6 dont l'état de surface est particulièrement soigné (surface lisse, polie et cirée). La comparaison entre les deux approches numériques peut être considérée comme particulièrement satisfaisante, aussi bien pour l'extrados que pour l'intrados. La comparaison avec les résultats expérimentaux est plus délicate. En effet, le Reynolds est inférieur au Reynolds des simulations numériques. Nous dirons simplement que la zone de transition expérimentale encadre le point de transition déterminé numériquement.

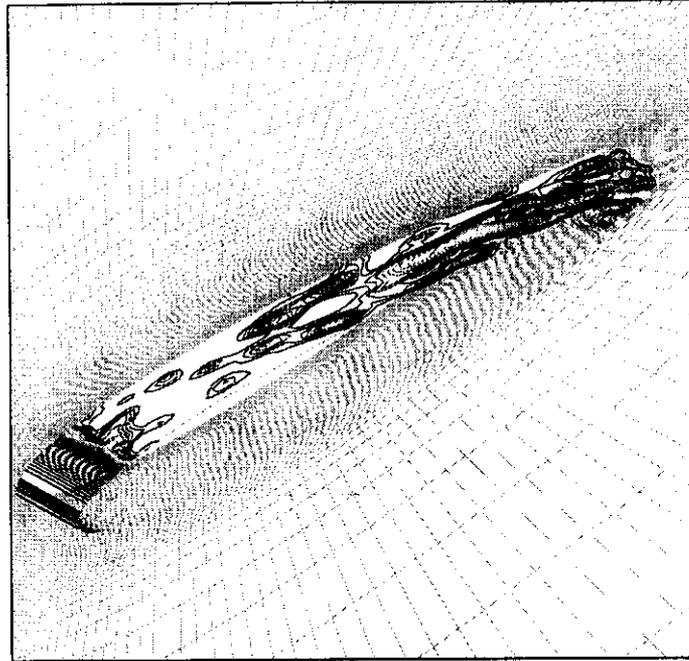


Figure 3: *Visualisation of the transition through the isovalues of the instantaneous kinetic energy at the time  $T = 40 \frac{tU_0}{C_{corde}}$*

### 2.3 Corrélations dans la couche limite

Dans ce paragraphe, nous considérons la partie pleinement développée de la couche limite sur l'extrados. Des études numériques et expérimentales dans le cas de la plaque plane [12] [23] [28] permettent d'identifier des phénomènes d'éjection/balayage. Ces phénomènes sont intermittents en espace et en temps et fortement anisotropes. Ils produisent des fluctuations importantes au niveau du tenseur de Reynolds et sont à l'origine d'une grande partie de la production et de la dissipation de l'énergie turbulente. En ce qui concerne la simulation LES, nous avons affaire typiquement à une zone dans laquelle il est absolument nécessaire de faire en sorte que la gamme des structures filtrées soit la plus étendue possible [7]. Nous avons besoin de raffiner le maillage, au moins dans la direction normale à la paroi et le respect du critère de Zang [32] nous paraît indispensable. Dans la suite de cette étude nous nous proposons de déterminer les propriétés convectives des plus grosses structures. Nous aurons alors l'occasion de montrer que la réalisation LES ne nous permet pas de filtrer les structures qui correspondent à la turbulence à large spectre. Pour calculer une vitesse de convection entre deux points donnés de l'extrados, il faut connaître la distance qui sépare les points considérés et un temps qui puisse être relié à la convection des structures turbulentes. Ce temps est obtenu en déterminant le déphasage du signal de pression instationnaire entre deux points donnés de l'extrados. On évalue le temps de déphasage entre deux points en effectuant un interspectre. On peut alors tracer la courbe d'évolution du déphasage en fonction de la fréquence, figure 4. Nous avons ainsi pu obtenir les vitesses de convection des plus grosses structures entre les points sondes E1 et E2 de l'extrados. La position des différents points de contrôle est donnée dans le tableau suivant,

	E1	E2	E3
x/c	0.018	0.072	0.176
	$\Delta(E1, E2)$		$\Delta(E2, E3)$
x/c	0.054	0.103	

Sur la figure 4, nous distinguons nettement une rotation de phase, dans l'intervalle [20... 60] Hz. La dimension des structures,  $l_{E_1 E_2}$  est donnée par l'expression suivante,

$$l_{E_1 E_2} = \frac{V_{conv(E_1 \rightarrow E_2)}}{f_{E_1 \rightarrow E_2}} \quad (14)$$

$$V_{conv(E_1 \rightarrow E_2)} = \frac{\Delta x_{E_1 \rightarrow E_2}}{\Delta t_{E_1 \rightarrow E_2}} \quad (15)$$

avec  $f_{E_1 \rightarrow E_2}$ , fréquence associée aux structures les plus énergétiques dans l'intervalle [E1... E2],  $V_{conv(E_1 \rightarrow E_2)}$ , vitesse de convection des structures entre les points E1 et E2,  $\Delta x_{E_1 \rightarrow E_2}$ , distance entre E1 et E2 et  $\Delta t_{E_1 \rightarrow E_2}$ , temps de déphasage.  $\Delta t_{E_1 \rightarrow E_2}$  est calculé de la manière suivante,

$$\Delta t_{E_1 \rightarrow E_2} = \frac{\Delta \varphi_{E_1 \rightarrow E_2}}{2\pi \Delta f_{E_1 \rightarrow E_2}} \quad (16)$$

avec  $\Delta \varphi_{E_1 \rightarrow E_2}$  déphasage entre E1 et E2 en radians et  $\Delta f_{E_1 \rightarrow E_2}$  fréquence correspondant au déphasage. Nous avons une rotation complète de la phase, donc un déphasage de  $2 * \pi$  dans l'intervalle [20... 60] Hz. Nous en déduisons un ordre de grandeur pour  $\Delta t_{E_1 \rightarrow E_2}$ ,  $\Delta t_{E_1 \rightarrow E_2} \approx 0.025s$  et pour la vitesse de convection  $V_{conv(E_1 \rightarrow E_2)} \approx 0.21U_e$ . Si les fréquences n'évoluent pas "trop" entre les points sondes, on peut calculer une longueur caractéristiques moyennes de ces structures. L'évaluation de la fréquence des grosses structures les plus énergétiques vues par les points sondes est effectuée par autocorrélation. Connaissant la distance entre les points et le retard entre ces points, que l'on associe à la convection de ces structures, on peut calculer une longueur d'onde que l'on assimile à une dimension caractéristique. Nous résumons les résultats dans le tableau ci-dessous.

	fréquence Hz	retard temporel s	retard en fréquence Hz	vitesse de convection	fréquence moyenne Hz	$\lambda$ m
E2	42					
E2 → E1		0.025	40	0.21U <sub>e</sub>	46.2	0.046
E1	50.4					

Nous présentons la fonction de cohérence sur les figures 5, 6, respectivement associées de points (E3,E2) et (E2,E1). La fonction de cohérence doit normalement tendre vers 0, pour une fréquence donnée à mesure que la distance augmente. En effet, plus la fréquence d'une structure est grande, plus la longueur d'onde de la structure considérée est petite. Or on constate sur les figures 5, 6 que la fonction de cohérence tend à se rapprocher de la valeur 1 pour des fréquences supérieures à 200 Hz. Ceci est particulièrement flagrant pour les couples (E3,E2), un peu moins marqué mais cependant notable pour le couple le plus en aval (E2,E1). L'explication la plus plausible que nous ayons est d'assimiler ce phénomène à du bruit numérique, par analogie avec l'approche expérimentale qui doit tenir compte d'un bruit de fond. Ce qui nous permet d'avoir une idée de la fréquence de coupure du filtre associé à la simulation LES implicite,  $\approx 200$  Hz. On peut estimer expérimentalement que la cohérence chute de 90% sur une distance égale à trois fois la longueur d'onde [20]. Cette remarque peut nous aider à déterminer la vitesse de convection et la longueur d'onde de structures au voisinage de la coupure estimée par le filtre de la simulation LES implicite. Il suffit de trouver une fréquence au voisinage de 200 Hz dont la cohérence est voisine de la valeur 0.1. Dans le cas du couple de points (E3-E2), nous avons une cohérence proche

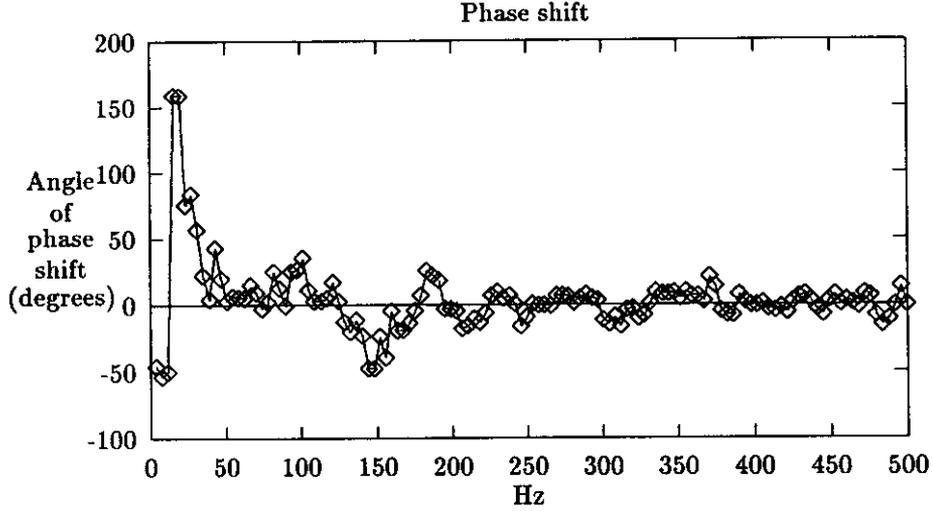


Figure 4: Evolution of the phase shift between E1 and E2

de 0.1,  $C_{E3 \rightarrow E2} \approx 0.1$ , pour  $f \approx 160$  Hz. Nous pouvons écrire,

$$\lambda_{f=160\text{ Hz}} = \frac{\delta_{E3 \rightarrow E2}}{3} \quad (17)$$

les résultats sont portés dans le tableau ci-dessous,

points	retard en fréquence	longueur d'onde	vitesse de convection
$E3 \rightarrow E2$	160 Hz	0.034 m	$0.54U_e$

Nous obtenons une information supplémentaire sur le filtre LES, puisque nous accédons à une estimation de la longueur d'onde de coupure sur l'intervalle (E3,E2),  $\lambda_c = \lambda_{f=160\text{ Hz}, E3 \rightarrow E2} \approx 3.3\Delta x$ ,  $\Delta x$  est la valeur moyenne de la discrétisation sur l'intervalle considéré. Cette évaluation du nombre d'onde de coupure est tout à fait cohérente avec celle donnée dans la référence [30].

## 2.4 Analyse de Fourier dans le sillage

Le sillage derrière le profil en incidence présente les caractéristiques d'une couche de mélange turbulent par la juxtaposition de deux écoulements turbulents, animés chacun d'une vitesse différente. Le premier vient de l'extrados et est ralenti, le second provient de l'intrados et est accéléré. En conséquence, le sillage est le siège d'importants gradients de vitesse, qui ont tendance à intensifier le transfert d'énergie parmi les structures turbulentes. Le maillage doit donc être suffisamment fin pour permettre la dissipation de l'énergie des structures de sous-maille. Nous présentons à la figure 7 le résultat de l'analyse de Fourier portant sur l'énergie cinétique fluctuante dans le sillage. L'énergie cinétique fluctuante est définie de la manière suivante:

$$\bar{k}^n(x, t) = \bar{k}(x, t) - \langle \bar{k}(x, t) \rangle_N \quad (18)$$

avec  $\langle \cdot \rangle_N$  moyenne temporelle sur  $N$  échantillons. En ce qui concerne notre étude,  $N = 30$ . L'échantillonnage est effectué sur une distance de 1 corde à partir du bord de fuite et à l'intersection des plans de symétrie horizontal et vertical pour l'échantillon I1 et à l'intersection du plan de symétrie vertical et du plan qui suit la ligne du maillage qui a une incidence de 5 degrés avec l'horizontale pour l'échantillon I6. Ce dernier

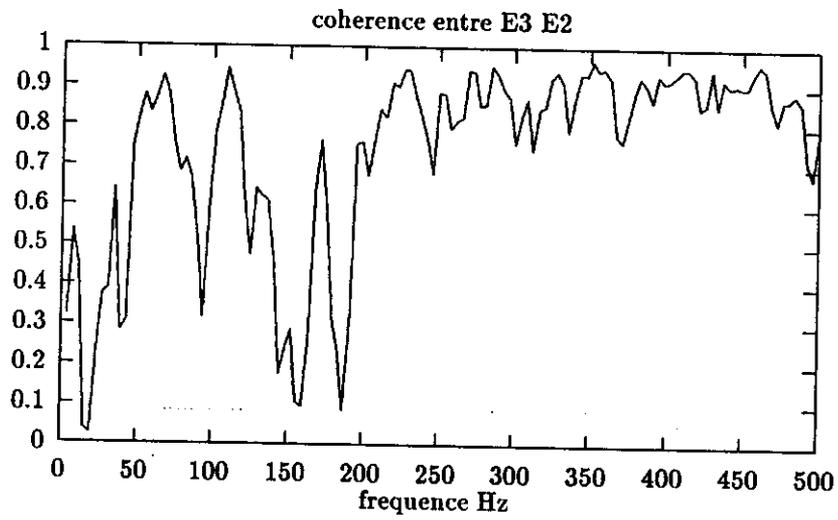


Figure 5: *Cohérence entre les points E3 et E2 de l'extrados*

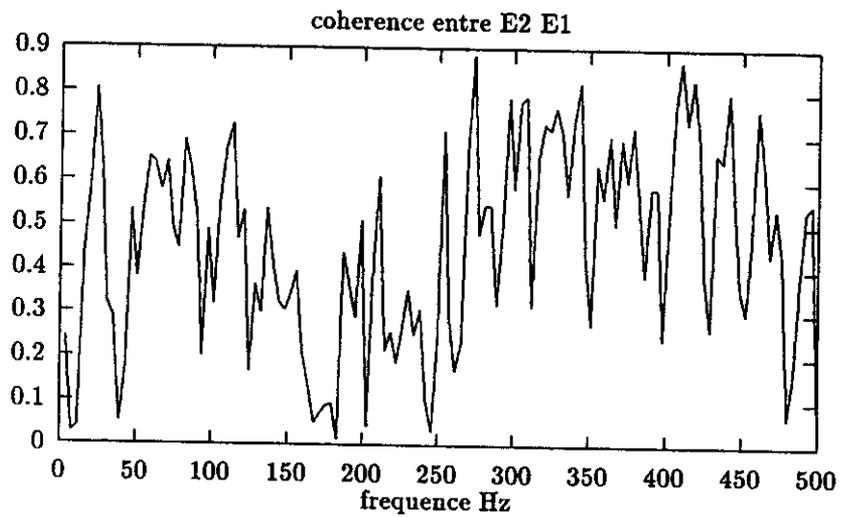


Figure 6: *Cohérence entre les points E2 et E1 de l'extrados*

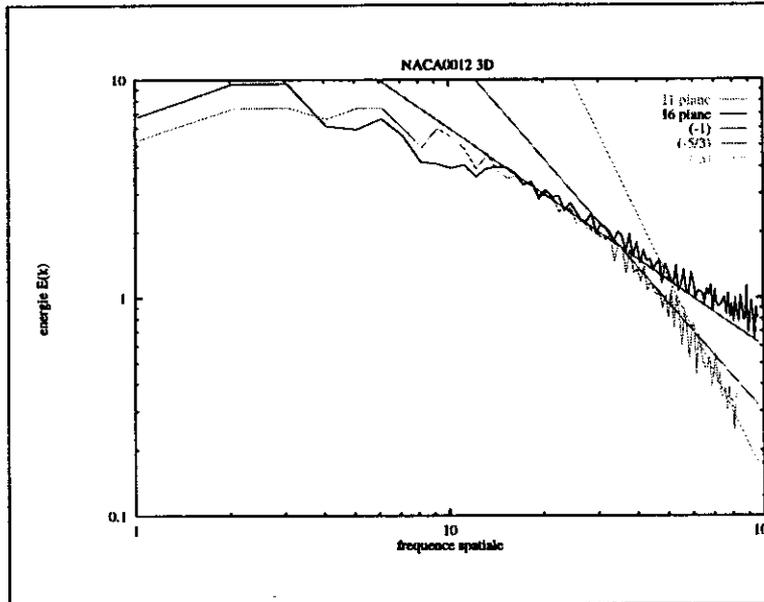


Figure 7: *Spectral analysis of the filtered kinetic energy  $\bar{k}$  in the wake.*  
Analyse spatiale suivant le sillage

plan est donc aligné avec la vitesse amont (figure ??). Nous utilisons un algorithme de Lomb [25] pour l'analyse de Fourier, ce qui nous permet d'utiliser directement un support non équidistant sans avoir à utiliser d'interpolation. Nous notons, pour tous les spectres, l'absence de relèvement de la queue du spectre au voisinage de la coupure. Nous pouvons en conclure que la dissipation de l'énergie des structures de sous-maille est suffisante pour assurer un bon drainage de l'énergie à la coupure. Cependant, nous pouvons aussi noter une différence dans la dynamique des deux spectres. Nous avons une dynamique de deux décades dans le cas du spectre *I1* et seulement de une décade dans le cas du spectre *I6*. La coupure est située au delà du domaine inertiel (pente de décroissance de coefficient  $-\frac{5}{3}$  et  $-3$ ) pour le spectre *I1* et en deçà dans le cas du spectre *I6* (pente de décroissance de coefficient  $-1$ ). Il semble que dans le cas du spectre *I6*, qui est complètement dans le sillage du profil en incidence, nous ayons affaire à un plus grand nombre de modes excités que dans le cas du spectre *I1*, qui se trouve plus en bordure du sillage. La résolution spatiale n'est pas assez fine pour atteindre le domaine dissipatif. Afin de compléter cette étude, nous effectuons une analyse de Fourier dans le sens de l'envergure aux points P1, P2, P3, P4 et P5 situés sur le plan *I6*. La situation exacte de ces points, en partant du bord de fuite est donnée dans le tableau suivant,

point	P1	P2	P3	P4	P5
chord	$2 \cdot 10^{-4}$	0.1	0.2	0.3	0.5

Les résultats de l'analyse de Fourier sont présentés à la figure 8. On peut noter la relative faiblesse de la dynamique du spectre au point P1, seulement une décade, mais en revanche, la coupure est nettement dans le domaine inertiel. La faiblesse constatée de cette dynamique est à mettre en parallèle avec celle affectant la dynamique du spectre *I6*. Cependant, on doit constater que la discrétisation suivant l'envergure est suffisante pour atteindre le domaine inertiel de la dégradation de l'énergie cinétique.

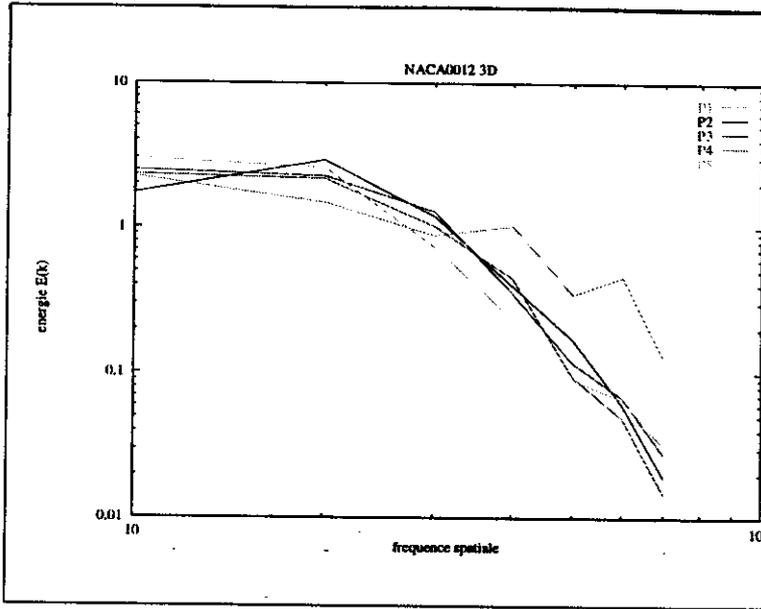


Figure 8: *Spectral analysis of the filtered kinetic energy  $\bar{k}$  following the envergure.*  
Analyse spatiale suivant l'envergure

### 3 Conclusion

La méthode LES implicite est utilisée pour résoudre un écoulement autour d'un profil NACA0012 en incidence, à une valeur du nombre de Reynolds de  $10^7$ . Sur-l'extrados, nous mettons en évidence la zone d'existence des ondes de Tollmien-Schlichting, ce qui nous permet de localiser la zone de transition de la couche limite. Au voisinage de la paroi, nous donnons une estimation des fréquences des plus grosses structures, de leur vitesse de convection et de leur dimension. Dans le sillage, l'analyse de fourrier confirme que la modélisation LES implicite est capable de dissiper l'énergie cinétique de sous-maille. Ces résultats semblent montrer que l'approche LES implicite pour des écoulement turbulents autour d'obstacle est envisageable.

### References

- [1] ABBOTT I.H. and VON DOENHOFF A.E. *Theory of wing sections*. Dover Publications, Inc, New York, 1959.
- [2] ARNAL-1 . Laminar-turbulent transition problems in supersonic and hypersonic flows. In *Aerothermodynamic of Hypersonic Vehicles*. AGARD/FDP/VKI Special course, Rhode-Saint-genèse, May 30- June 3 1988.
- [3] ARNAL D. Transition prediction in transonic flow. *IUTAM Symposium transonicum III DVFVLR-AVA - Göttingen*, 1988.
- [4] AUPOIX B. *Application de modèles dans l'espace spectral à d'autres niveaux de fermeture en turbulence homogène*. PhD thesis, Thèse d'Etat - Université Claude Bernard - Lyon, 1987.
- [5] BARDINA J. FERZIGER J.H. and REYNOLDS W.C. Improved subgrid scale models for large eddy simulation. Technical Report 80-1357, IAAA, 1980.
- [6] BEASLEY J.A. Calculation of the laminar boundary layer and the prediction of the transition on a sheared wing. *ARC R&M 3787*, 1973.

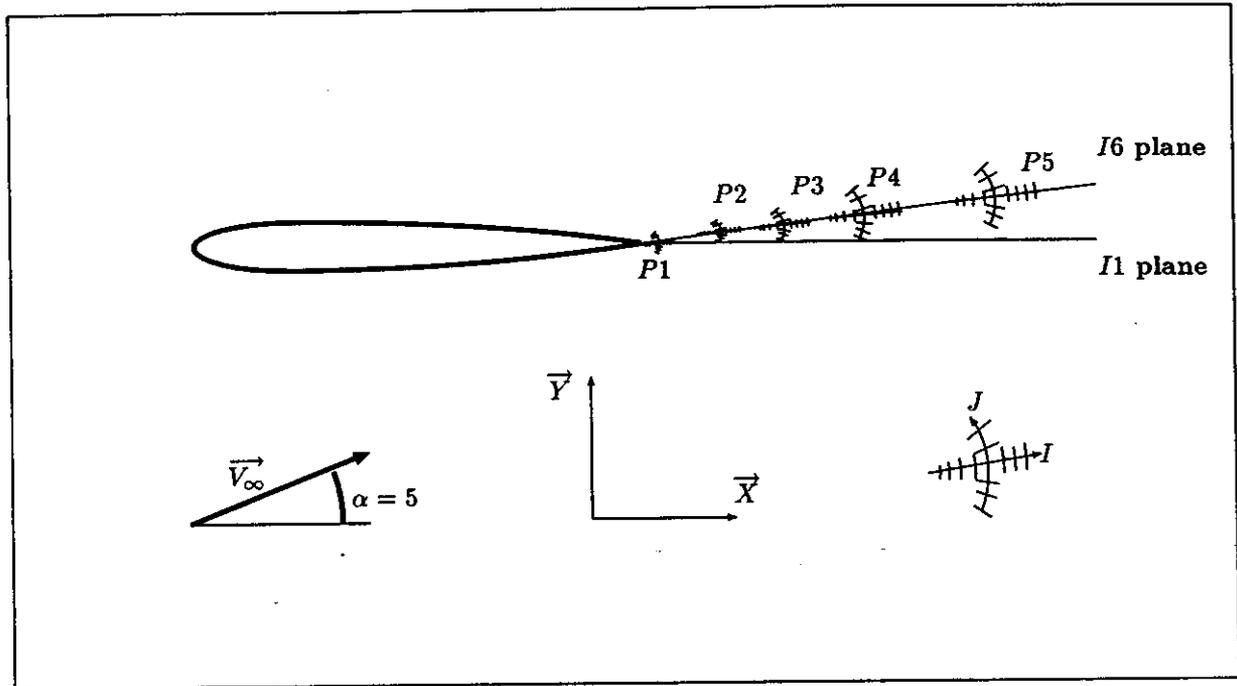


Figure 9: Location of the probe points in the vertical symmetry plane

- [7] BORIS J.P., GRINSTEIN F.F., ORAN E.S., KOLBE R.L. New insights into large-eddy simulation. *Fluid Dyn. Res.*, 10:199–228, 1992.
- [8] CEBECI T., SMITH A.M.O. *Analysis of turbulent boundary layers*. Academic Press, 1974.
- [9] CHASNOV J.R. Simulation of the kolmogorov inertial subrange using an improved subgrid model. *Phys. Fluids A*, 3(1):188–200, 1991.
- [10] DOMARADZKI J.A. and SAIKI E.M. Backscatter models for large-eddy simulations. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 9:073–083, 1997.
- [11] GLEYZES C., HOUEVILLE R., MAZIN C., COUSTEIX J. Calculations of the ERCOFTAC test case t1 performed at onera/cert/derat. *ERCOFTAC workshop, Lausanne*, March 1990.
- [12] HÄRTEL C., KLIESER L., UNGER F., FRIEDRICH. Subgrid-scale energy transfer in the near-wall region of turbulent flows. *Phys. Fluids A*, 6(9):3130–3143, 1994.
- [13] HOUEVILLE R. Three-dimensional boundary layer calculation by a characteristic method. *fifth symposium on numerical and physical aspects of aerodynamics flow, Long Beach*, January 1992.
- [14] KAWAMURA T., KUWAHARA K. Computation of high reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness. *AIAA paper 84-0340*, 1984.
- [15] KRAICHNAN R.H. Eddy viscosity in two and three dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 33:1521–1536, 1976.
- [16] LARDAT Raphaël. *Simulations numériques d'écoulement externes instationnaires décollés autour d'une aile avec des modèles de sous maille*. PhD thesis, Université de Paris VI, 8 juillet 1997.
- [17] LEONARD A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. *Adv. in Geophys. A*, 18:237–248, 1974.
- [18] LEONARDS B.P. and DRUMOND J.E. Why you should not use 'hybrid', 'power law' or related exponential schemes for convective modelling-there are much better

- alternatives. *International journal for numerical methods in fluids*, 20:421–442, 1995.
- [19] LOVE M.D. Subgrid modelling studies with burger's equation. *J. Fluid Mech.*, 100:87–110, 1980.
- [20] OLIVERO-BALLY, ASTOLFI, FAGEAS, FOCQUENOY, IDDIR, PERELMAN, RANDRIA-MAMPANINA, FORESTIER. Mesures et modélisation des fluctuations de pression sous couche limite turbulente aéro et hydrodynamique et sans manipulateur de couche limite. Technical report, Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, 1993. Rapport final au titre de la convention C.91.77.
- [21] PATANKAR S.V. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Mc Graw Hill, 1980.
- [22] PIOMELLI U. CABOT W.H. MOIN P. and LEE S. Proceedings of the summer program 1990, 1990.
- [23] PIOMELLI U., YU Y., ADRIAN R.J. Subgrid-scale energy transfer and near-wall turbulence structure. *Phys. Fluids A*, 8(1):215–224, 1996.
- [24] POPE S.B. A more general effective-viscosity hypothesis. *J. Fluid Mech.*, 70:331–340, 1975.
- [25] PRESS W.H., TEUKOLSKY S.A., VETTERLING W.T., FLANNERY B.P. *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing, Second Edition*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.
- [26] REBUFFET P. *Aérodynamique expérimentale, tome 1 et 2*. DUNOD, Paris, 1969.
- [27] REYNOLDS-WC . Whither turbulence? turbulence at the crossroads. In ed. J.L. Lumley, editor, *Lecture Notes in Physics 357*, pages 313–342. Springer, Berlin, 1990.
- [28] ROBINSON S.K. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23:601–639, 1991.
- [29] SAGAUT Pierre. *Simulations numériques d'écoulements décollés avec des modèles de sous-maille*. PhD thesis, Université de Paris VI, 1 juin 1995.
- [30] SAGAUT P. Simulation des grosses structures. In *Ecole de Printemps de Mécanique des Fluides Numérique*. COS7 MFN et GDR MFN, Lalonde les Maures 35-31 mai 1997.
- [31] SMAGORINSKY J. General circulation experiment with the primitive equations. i:the basic experiment. *Month. Weath. Rev.*, 91(3):099–165, 1963.
- [32] ZANG T.A. Numerical simulation of the dynamics of turbulent boundary layer: perspective of a transition simulator. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A*, 336:95–??, 1991.