



Enjeux scientifiques soulevés par les plaques épaisses

Bien qu'extrêmement répandus dans les sciences de l'ingénieur, les modèles de plaque soulèvent encore aujourd'hui des difficultés scientifiques. Dans ce chapitre introductif, on présente tout d'abord en Section 1.1 le modèle naturel de plaque qui prend en compte les efforts membranaires, les moments de flexion et l'effort tranchant. Bien que ce modèle présente un formalisme intuitif pour le fonctionnement des plaques, il ne donne pas la loi de comportement associée. En supposant de plus que la plaque est mince, le modèle naturel peut être simplifié et devient le modèle de Love-Kirchhoff (Section 1.2). Le modèle de Love-Kirchhoff possède une assise théorique forte et permet le calcul d'une loi de comportement mais ne prend pas en compte les effets de l'effort tranchant dans la plaque. De nombreux travaux ont tenté de prendre en compte ces effets dans le modèle naturel mais ils font face à une difficulté fondamentale présentée en Section 1.3.

1.1 Le modèle naturel de plaque

D'une manière générale, une plaque est un objet présentant deux grandes dimensions dans son plan : $L_1 \simeq L_2$, les portées ; et une petite dimension : h , l'épaisseur. Si on considère la plaque comme un objet tridimensionnel on peut y calculer des déformations ε_{ij}^{3D} et des contraintes σ_{ij}^{3D} exactes et localisées. Parce qu'un modèle tridimensionnel est coûteux à calculer et que la plaque est élancée (L/h grand), on souhaite assimiler celle-ci à un plan déformable. Une façon naturelle de le faire consiste à intégrer dans l'épaisseur les contraintes. Ces calculs sont détaillés dans l'Annexe A.1. Ils mènent directement aux efforts réduits $(\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q})$. $N_{\alpha\beta}$ est le tenseur 2D des efforts membranaires, $M_{\alpha\beta}$ le tenseur 2D des moments de flexion et Q_α l'effort tranchant. De même, intégrer l'équation d'équilibre tridimensionnelle $\sigma_{ij,j}^{3D} + f_i = 0$ dans l'épaisseur mène directement aux équations d'équilibre

de plaque¹ :

$$\begin{cases} N_{\alpha\beta,\beta} + p_\alpha = 0 & (1.1a) \\ Q_{\alpha,\alpha} + p_3 = 0 & (1.1b) \\ M_{\alpha\beta,\beta} - Q_\alpha + \mu_\alpha = 0 & (1.1c) \end{cases}$$

où $\mathbf{p} = (p_\alpha)$ sont les chargements membranaires, p_3 est le chargement transverse et $\boldsymbol{\mu} = (\mu_\alpha)$ sont des couples par unité de surface. Ces équations d'équilibre sont très connues et ont été démontrées de nombreuses manières différentes. On peut se référer à Boussinesq (1871), Reissner (1945) et Mindlin (1951) pour ne citer qu'eux.

En dualisant les équations d'équilibre (formulation faible), on trouve que les efforts de plaque $(\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q})$ travaillent avec les déformations généralisées qui leurs sont respectivement associées : $\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma}$ où $e_{\alpha\beta}$ est la déformation membranaire, $\chi_{\alpha\beta}$ est la courbure et γ_α est la déformation de cisaillement. Ces déformations ont été représentées en Figure 1.1. Elles dérivent de champs de déplacement : U_i et φ_α de la façon suivante :

$$\begin{cases} e_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (U_{\alpha,\beta} + U_{\beta,\alpha}) & (1.2a) \\ \chi_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\varphi_{\alpha,\beta} + \varphi_{\beta,\alpha}) & (1.2b) \\ \gamma_\alpha = \varphi_\alpha + U_{3,\alpha} & (1.2c) \end{cases}$$

U_i est le déplacement d'un point du plan moyen de la plaque et φ_α est un vecteur associé à la rotation de ce point par rapport aux axes contenus dans le plan de la plaque.

Pour obtenir un modèle de plaque complet, outre les habituelles conditions aux limites, il est crucial de donner la loi de comportement qui lie les efforts de plaque aux déformations. Dans le cadre de l'élasticité linéaire, cela revient à définir une fonction quadratique des déformations $w(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma})$ (on parle de densité d'énergie de déformation) ou une fonction quadratique des efforts de plaque $w^*(\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q})$ (densité d'énergie de contraintes). La loi de comportement s'écrit alors formellement :

$$(\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q}) = \frac{\partial w(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma})}{\partial (\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma})} \quad \text{ou} \quad (\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma}) = \frac{\partial w^*(\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q})}{\partial (\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q})}$$

La façon la plus naturelle de construire la loi de comportement consiste à trouver le champ de localisation associé aux variables généralisées. On appelle la localisation, une approximation des champs tridimensionnels exacts linéairement dépendante des variables de plaque, $(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma})$ pour les déformations ou $(\mathbf{N}, \mathbf{M}, \mathbf{Q})$ pour les contraintes (il existe aussi des formulations mixtes). Par exemple pour les plaques stratifiées on écrira les déformations : $\varepsilon_{ij}^{\text{loc}} = f_{ij}(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma})$, où f est une application

¹Dans tout ce qui suit, les indices grecs varient de 1 à 2 et les indices latins de 1 à 3 et la convention d'Einstein sur les sommations est respectée (sauf spécification).

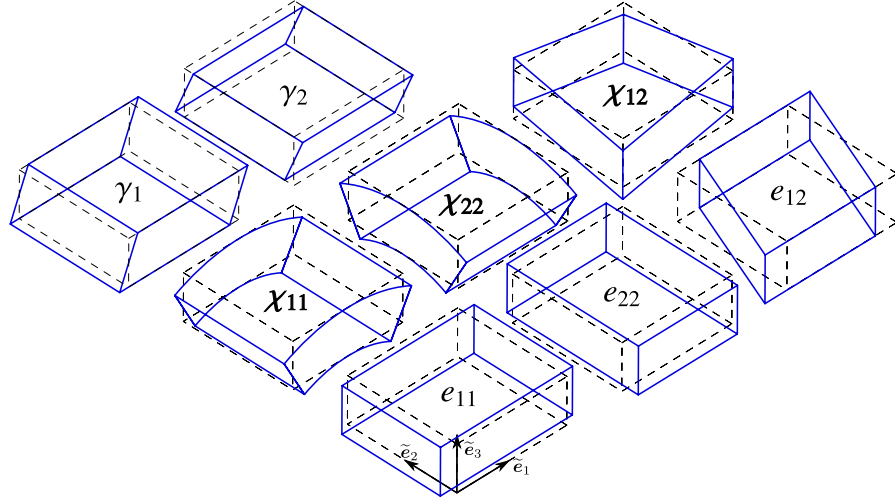


Figure 1.1 – Les déformations volumiques associées aux déformations généralisées (le gauchissement n'est pas représenté pour γ)

linéaire de $(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma})$. Une fois cette approximation construite, la densité d'énergie de déformation s'écrit directement : $w(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma}) = \frac{1}{2} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \varepsilon_{ij}^{\text{loc}} C_{ijkl} \varepsilon_{kl}^{\text{loc}} dx_3$ où C_{ijkl} est le tenseur des raideurs élastiques en trois dimensions. Il existe une grande liberté de choix de localisation des champs (pourvu qu'ils soient admissibles) et c'est là qu'intervient la géométrie réelle de la plaque.

Lorsque toutes les variables sont découplées, la densité d'énergie de déformation s'écrit :

$$w(\mathbf{e}, \boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\gamma}) = \frac{1}{2} (\mathbf{e} : \boldsymbol{\mathcal{A}} : \mathbf{e} + \boldsymbol{\chi} : \boldsymbol{\mathcal{D}} : \boldsymbol{\chi} + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{F} \cdot \boldsymbol{\gamma})$$

où $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ et $\boldsymbol{\mathcal{D}}$ sont des tenseurs d'ordre quatre en dimension deux et \mathbf{F} un tenseur d'ordre deux en dimension deux. $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ est la raideur membranaire (*membrane stiffness*), $\boldsymbol{\mathcal{D}}$ la raideur en flexion (*flexural stiffness*) et \mathbf{F} la raideur d'effort tranchant (*shear forces stiffness*).

Le formalisme présenté ne permet pas de déterminer ces trois raideurs. Pour déterminer les raideurs $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ et $\boldsymbol{\mathcal{D}}$ il existe des méthodes bien fondées et présentées dans la section qui suit. En ce qui concerne la raideur à l'effort tranchant, il existe encore de nombreuses difficultés présentées en Section 1.3.

1.2 Les plaques minces

On parle d'une plaque mince, lorsque la flèche U_3 générée par les déformations de cisaillement γ_α reste négligeable devant la flèche générée par la courbure de la plaque $\chi_{\alpha\beta}$. Dans le cas d'une plaque homogène isotrope, la part de cisaillement dans la flèche est directement liée à l'élanement L/h . Plus précisément, la flèche de cisaillement rapportée à la flèche de flexion est proportionnelle

à $\frac{Eh^2}{GL^2}$ où E est le module d'Young et G le module de cisaillement du matériau. Ainsi la flèche de cisaillement est inversement proportionnelle au carré de l'élançement, ce qui en fait dans le cas des plaques homogènes isotropes un phénomène vraiment négligeable et explique la définition de plaque mince. D'une manière plus générale, on obtient une théorie de plaque mince en faisant directement l'hypothèse de Love-Kirchhoff dans le modèle naturel : $\gamma_\alpha = 0$. Ce type de modèle sera nommé par la suite plaque de Love-Kirchhoff.

De nombreux travaux ont été effectués dans ce cadre d'hypothèse et ont été vérifiés expérimentalement. Leur point de départ sont les travaux de Kirchhoff puis Love (1888) dans le cas d'une plaque homogène. Ils ont été étendus aux plaques stratifiées par Reissner and Stavsky (1961), Whitney and Leissa (1969) et Whitney (1969a) (voir l'Encadré 1.1 sur les différents types de plaque). Une justification rigoureuse a été proposée par Ciarlet and Destuynder (1979). Enfin, une méthode générale pour homogénéiser des plaques périodiques dans le plan et de forme quelconque a été proposée par Caillerie (1984) puis par Kohn and Vogelius (1984). Tous ces travaux reposent sur une hypothèse fondamentale de localisation : la partie plane du champ de déformation tridimensionnel est directement proportionnelle (en moyenne pour les plaques périodiques) aux variables de déformation généralisée de Love-Kirchhoff, \mathbf{e} et χ : $\varepsilon_{\alpha\beta}^{\text{loc}} = e_{\alpha\beta} + x_3\chi_{\alpha\beta}$. Dans ses travaux, Caillerie (1984) fait appel aux développements asymptotiques en fonction du petit paramètre h/L . L'intérêt des développements asymptotiques est qu'ils permettent de saisir quantitativement la hiérarchie entre les différents phénomènes mécaniques et qu'ils sont bien posés mathématiquement. En particulier, Caillerie montre que le modèle de plaque de Love-Kirchhoff est exactement le premier ordre du développement. Ainsi, il confirme la séparation d'échelle déjà mise en avant au paragraphe précédent entre flèche de flexion et de cisaillement et donne une assise rigoureuse au modèle de Love-Kirchhoff. Ce résultat montre aussi qu'il faut aller au moins à l'ordre deux pour faire ressortir les effets de l'effort tranchant dont on doit tenir compte lorsque l'élançement n'est pas suffisant.

1.3 Les plaques épaisses

Le modèle présenté en Section 1.1 qui fait apparaître les variables de cisaillement est aussi couramment appelé modèle de Reissner-Mindlin (Reissner, 1945; Mindlin, 1951). D'une part, c'est un modèle qui est apprécié par ceux qui le mettent en œuvre car il donne des conditions aux limites plus naturelles que celles du modèle de Love-Kirchhoff et qui, comme on a pu le voir, peut s'obtenir très simplement (d'où l'appellation parfois rencontrée de théorie "naturelle" de Reissner-Mindlin). Mais il est aussi controversé parce qu'il ne dérive pas du deuxième ordre des développements asymptotiques. En effet, le second ordre et les ordres supérieurs des développements asymptotiques ont été déterminés par Lewinski (1991a,b,c). Il apparaît que chaque ordre du développement est un modèle de la forme Love-Kirchhoff dont les chargements dépendent de l'ordre précédent. Ainsi, des champs

La plaque homogène : La plaque la plus simple est la plaque homogène, constituée d'un seul et même matériau. Un exemple typique est une tôle d'acier.

La plaque stratifiée : Pour ces plaques, les propriétés du matériau constitutif varient en fonction de l'épaisseur. Elles sont réalisées par l'empilement d'un certain nombre de couches de matériau. Par exemple, le contreplaqué est un stratifié. Les empilements qui font l'objet de beaucoup d'attention sont les stratifiés de matériaux composites. Ils sont constitués de couches nommées plis. Chaque pli est homogène et est constitué d'un composite fibré unidirectionnel, tel que la fibre de carbone ou de verre imprégnée de résine époxyde, dont l'orientation varie par rapport au reste de l'empilement. Comme le comportement du matériau varie brusquement entre chaque couche, on observe des concentrations de contraintes localisées, en particulier sur les bords du stratifié, qui sont liées à des effets de cisaillement interlaminaire et qui nécessitent des modèles de plaque élaborés.

La plaque fonctionnellement graduée : La plaque fonctionnellement graduée (*functionally graded plate*) est la version continue de la plaque stratifiée. Plus précisément, grâce à de nouveaux procédés, il est possible de faire varier presque continuellement dans l'épaisseur les propriétés du matériau constitutif. Ce nouveau concept est une façon de répondre aux difficultés soulevées par les concentrations de contraintes présentées par les plaques stratifiées.

La plaque périodique : Ce sont les plaques dont le matériau constitutif varie à la fois dans l'épaisseur, mais aussi dans le plan. Les tôles gaufrées, le bardage sont des plaques périodiques. En Génie Civil, les dalles orthotropes de ponts suspendus et les dalles caissonnées en béton sont aussi des plaques périodiques.

Le panneau sandwich Les panneaux sandwichs à âme périodique tels que le nid d'abeilles sont les plaques périodiques pour lesquelles on ajoute l'hypothèse que les peaux sont homogènes et assez rigides par rapport à l'âme hétérogène. Leur présentation est détaillée au Chapitre 2.

Encadré 1.1: Les différents types de plaques

dépendant directement des variables Q ou γ n'apparaissent à aucun moment.

Cet obstacle fondamental entre modèle naturel et développements asymptotiques a donné lieu indirectement à une très vaste littérature. Principalement deux angles d'attaque ont été proposés.

Le premier consiste à revoir la façon dont on passe à la limite pour un faible élanement du modèle 3D vers un modèle de plaque. On y retrouve les travaux sur la Γ -convergence dans la lignée des travaux de Ciarlet and Destuynder (1979) ainsi que ceux sur la méthode variationnelle asymptotique (*variational asymptotic method*) qui ont abouti aux travaux de Yu et al. (2002b). On retiendra aussi les travaux de Miara and Podio-Guidugli (2006) ainsi que ceux de Berdichevsky (2010) où une hiérarchie est établie dans la loi de comportement tridimensionnelle de la plaque afin de faire ressortir (ou non) un modèle de plaque de Reissner-Mindlin, dans le cas homogène pour Miara and Podio-Guidugli (2006) et dans le cas d'un panneau sandwich pour Berdichevsky (2010). L'intérêt de tout ces travaux est qu'ils montrent que la façon dont on passe à la limite détermine de façon critique le modèle qu'on obtient au final. De plus, ils mettent en avant de façon fine les ordres de grandeurs entre les différentes échelles caractéristiques (rayon de courbure, épaisseur, longueur d'onde... dans le cas des coques). Cependant, l'ingénieur n'a pas le choix du passage à la limite. Ainsi les modèles obtenus ne peuvent pas être appliqués directement.

Le second angle d'attaque consiste à trouver le champ de localisation associé à Q_α ou γ_α le plus adapté dans telle ou telle configuration. Ces approches sont nommées approches axiomatiques (ou constructives) car elles se basent sur des hypothèses arbitraires. On propose de faire une revue synthétique de ces modèles.

Dans le cas de la plaque homogène, Reissner (1945) suggère une distribution des contraintes de cisaillement transverse associées à l'effort tranchant. Cette distribution est parabolique dans l'épaisseur de la plaque. Malheureusement, si cela semble vrai dans le cas de la plaque homogène, le calcul de certaines solutions exactes (Pagano, 1970a) montre que dans le cas des stratifiés, la distribution des contraintes dans l'épaisseur est beaucoup plus complexe. Ainsi pour les stratifiés, beaucoup de propositions ont été faites. La plus simple, mais aussi la plus grossière est de supposer que les déformations de cisaillement transverse $\varepsilon_{\alpha 3}$ sont uniformes dans l'épaisseur (First Order Shear Deformation Theory). L'inconvénient majeur de ce choix est qu'il impose des contraintes de cisaillement transverse discontinues et très éloignées de la réalité. Par ailleurs, cette vision de l'effet de l'effort tranchant sur la plaque mène à un ensemble de confusions que l'Encadré 1.2 tente d'éclaircir. Sans prendre de précautions, on aboutit toujours à des champs de contraintes discontinus comme l'indique Reddy (1989). Afin d'améliorer les modèles de plaque stratifiée, des modèles souvent rassemblés sous le nom de théories Zig-Zag ont été proposés. Une revue détaillée de ces modèles est proposée par Carrera (2003a). Le travail fondateur de cette approche est celui d'Ambartsumian (1969). Il consiste à donner une forme polynomiale à la distribution de contraintes en cisaillement transverse dans chaque couche, à laquelle on ajoute une fonction d'ensemble couvrant toute l'épaisseur.

1.3. LES PLAQUES ÉPAISSES

On obtient ainsi une fonction dépendant d'un grand nombre de paramètres qu'on identifie grâce aux conditions de continuité des contraintes et des déplacements aux interfaces. De nombreuses propositions pour la fonction d'ensemble ont été faites : linéaire, quadratique (Whitney, 1969b), cubique (Ambartsumian, 1969; Reddy, 1984), sinusoïdale (Touratier, 1991), Zig-Zag (Murakami, 1986). Outre le fait que ces modèles sont fondés essentiellement sur le choix arbitraire de la fonction d'ensemble, leur limitation est qu'à chaque fois ils sont adaptés à des configurations spécifiques du stratifié.

La raideur à l'effort tranchant dans les plaques $F_{\alpha\beta}$ est très souvent confondue avec la raideur en cisaillement transverse (transverse shear stiffness), $C_{\alpha\beta} = C_{\alpha 3\beta 3}$ où $\tilde{\mathbf{C}}$ est le tenseur d'ordre quatre en dimension trois des raideurs élastiques en trois dimensions.

Il se trouve en effet que dans le cas des plaques stratifiées, la déformation générée par l'effort tranchant est toujours un cisaillement transverse $\varepsilon_{\alpha 3}$. Ainsi la raideur en cisaillement transverse joue un rôle crucial dans l'estimation de la raideur à l'effort tranchant.

La confusion entre ces deux raideurs vient de l'hypothèse erronée que le cisaillement transverse est uniforme dans l'épaisseur. En effet, pour une plaque homogène isotrope, supposer $\varepsilon_{\alpha 3}^{\text{loc}} = \gamma_\alpha$ mène à : $\mathbf{Q} = h\mathbf{C} \cdot \boldsymbol{\gamma}$ où h est l'épaisseur de la plaque. Avec cette écriture, tout se passe comme si la contrainte de cisaillement transverse s'écrivait $\sigma_{\alpha 3}^{\text{loc}} = Q_\alpha/h$ et était reliée directement à $\varepsilon_{\alpha 3}^{\text{loc}}$ par la raideur en cisaillement transverse. Ainsi dans beaucoup de travaux, estimer le comportement d'une plaque à l'effort tranchant consiste à trouver un module de cisaillement transverse effectif \mathbf{C}^{eff} le plus adapté pour qu'au final on puisse écrire directement $\mathbf{Q} = h\mathbf{C}^{\text{eff}} \cdot \boldsymbol{\gamma}$. Comme \mathbf{C}^{eff} est souvent notablement différent de \mathbf{C} on définit alors un coefficient correcteur en cisaillement $k_\alpha = C_{\alpha\alpha}^{\text{eff}}/C_{\alpha\alpha}$ (ici sans sommation et dans le cas où \mathbf{C} est diagonale) pour qu'on puisse toujours écrire $Q_\alpha = k_\alpha C_{\alpha\alpha} h \gamma_\alpha$ et faire comme si les déformations de cisaillement étaient uniformes dans l'épaisseur.

Ainsi, plutôt que de parler de raideur à l'effort tranchant, certains préfèrent utiliser le terme de raideur en cisaillement transverse de la plaque définie comme $\mathbf{C}^{\text{eff}} = \mathbf{F}/h$. Dans ce travail, les effets de l'effort tranchant sont vus comme un phénomène en soit et non comme une déformation uniforme en cisaillement transverse, corrigée. On parlera donc de raideur à l'effort tranchant, la raideur en cisaillement transverse étant une propriété locale du matériau constitutif.

Pour ajouter à la confusion, il se trouve que dans le cas des panneaux sandwichs homogènes avec des peaux minces, le cisaillement est effectivement uniforme dans l'âme et il n'y a plus de correction à faire. C'est le cadre d'étude du Chapitre 3. Dans ce chapitre, exceptionnellement, on parle indifféremment de raideur à l'effort tranchant et de raideur en cisaillement transverse pour respecter les conventions utilisées dans le dimensionnement des panneaux sandwichs.

Encadré 1.2: Cisaillement transverse et raideur à l'effort tranchant

Dans le cas des plaques périodiques sans autre hypothèse, les difficultés sont beaucoup plus considérables. Aujourd'hui, il n'existe pas de méthode permettant de construire les champs localisés dépendant directement des variables \mathbf{Q} ou $\boldsymbol{\gamma}$. On n'est même pas certain que le modèle de Reissner-Mindlin soit le bon. Il est donc nécessaire de passer par la résolution du second ordre des développements asymptotiques qui fait appel à un modèle de plaque beaucoup plus complexe que celui de Reissner-Mindlin. On relèvera tout de même les travaux de Isaksson et al. (2007) et de Cec-

CHAPITRE 1. ENJEUX SCIENTIFIQUES SOULEVÉS PAR LES PLAQUES ÉPAISSES

chi and Sab (2007) qui proposent une extension aux plaques périodiques des travaux de Whitney (1972) pour la plaque stratifiée. Mais ces travaux supposent que le comportement de la plaque suit un modèle de Reissner-Mindlin et sont intimement liés à l'hypothèse de flexion cylindrique.

Dans le cas des panneaux sandwichs, le fait d'avoir des peaux raides permet d'être un peu plus explicite sur les effets de l'effort tranchant dans la plaque. Une approche simplifiée de cette condition nommée ici hypothèse de contraste entre peaux et âme est abordée au Chapitre 2 et une étude bibliographique des modèles existants est fournie au Chapitre 3.

Ces efforts pour déterminer la localisation des variables d'effort tranchant sont entièrement justifiés pour plusieurs raisons. En premier lieu, même si on a clairement indiqué que la flèche de cisaillement est négligeable pour les plaques homogènes, il existe des plaques pour lesquelles cette flèche peut devenir comparable voire prépondérante : ce sont les plaques stratifiées dont les couches ont des raideurs extrêmement différentes et plus particulièrement les panneaux sandwichs qui seront introduits dans le prochain chapitre. En second lieu, même si la flèche de cisaillement reste négligeable, il est crucial d'avoir une estimation raisonnable voire précise de l'état de contrainte généré par l'effort tranchant afin de pouvoir calculer la résistance de la plaque. Cette question est particulièrement importante dans le cas des composites fibrés et stratifiés pour lesquels il existe des concentrations de contraintes interlaminaires liées à l'effort tranchant ainsi que dans le cas des panneaux sandwichs pour lesquels la rupture due à l'effort tranchant est souvent dimensionnante.

1.4 Conclusion

Comme on a pu le voir, il existe aujourd'hui un modèle de plaque bien fondé théoriquement : le modèle de Love-Kirchhoff. Contrairement au modèle de Reissner-Mindlin, ce modèle ne prend pas en compte les effets de l'effort tranchant sur la plaque. Pourtant, même si l'effort tranchant a un effet généralement négligeable sur la flèche, il est crucial de connaître l'état de contraintes qu'il génère localement dans la plaque afin d'estimer sa résistance. Ainsi un grand nombre de travaux portant chacun sur un type particulier de plaque a été écrit pour modéliser cet effet. D'une certaine façon, tous ces modèles sont confrontés au fait que le modèle de Reissner-Mindlin ne résulte pas du deuxième ordre des développements asymptotiques. A chaque fois, un particularisme apparaît pour simplifier l'approche et aboutir à un modèle de Reissner-Mindlin, que ce soit la configuration de la plaque (flexion cylindrique) ou des symétries du matériau constitutif. Aux Chapitres 4 et 5, on propose une approche qui couvre l'ensemble des types de plaque en élaborant un modèle plus riche basé sur les travaux de Reissner (1945). Avant cela et pour motiver cet approfondissement sur l'effet de l'effort tranchant dans les plaques, une présentation de l'objet d'étude de ce travail, les panneaux sandwichs à âme pliée en module à chevrons, est effectuée au chapitre qui suit, puis les limitations des méthodes existantes sont montrées au Chapitre 3