

Прочность летательных аппаратов

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТИПА «ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ» - КРАЕВОЕ КРУЧЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ

Вал.В. ФИРСАНОВ, д-р техн. наук, профессор

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)» «МАИ»

125993 Москва, А-80, ГСП-3, Волоколамское шоссе, д.4; k906@mai.ru

Сформулирована краевая задача для определения НДС типа «погранслой», идентичного деформации кручения края, и дано ее решение способом приведения к задаче Дирихле. В результате расчетов показан существенный вклад НДС краевого кручения в общее НДС пластинки, что очень важно при оценке прочности различных соединений тонкостенных элементов авиационных конструкций.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: прямоугольная пластинка, трехмерные уравнения теории упругости, метод прямого асимптотического интегрирования, краевые задачи, основное напряженно-деформированное состояние, напряженное состояние «пограничный слой», быстро затухающее напряженное состояние кручения закрепленного края пластинки, задача Дирихле.

Введение

Как известно [1, 2], для создания приближенных методов расчета пластин и оболочек, учитывающих трехмерность напряженного состояния, последнее часто представляют в виде суммы внутреннего напряженного состояния и пограничного слоя. Под первым слагаемым подразумевается напряженное состояние, которое с известной степенью приближенности можно строить при помощи классической теории. В результате какого-либо уточнения последней появляется пограничный слой – самоуравновешенное напряженное состояние, затухающее, на основании принципа Сен-Венана, при удалении от края на расстояние, соизмеримое с толщиной пластинки или оболочки.

Одним из возможных путей построения математически обоснованной теории пластинок и оболочек, т. е. теории, позволяющей сколь угодно точно аппроксимировать решение трехмерной задачи теории упругости, является применение асимптотических методов, приводящих, в конечном итоге, к представлению решения в виде рядов, расположенных по степеням малого параметра h -относительной полутолщины пластинки и оболочки.

Применяя метод прямого асимптотического интегрирования дифференциальных уравнений трехмерной задачи теории упругости, А.Л. Гольденвейзер [3] свел задачу определения напряженного состояния изгибаемой изотропной прямоугольной пластинки постоянной толщины к построению трех итерационных процессов. Первый из них – основной итерационный процесс, начальное приближение эквивалентно классической теории, определяет медленно затухающее или внутреннее напряженное состояние пластинки. Два других вспомогательных итерационных процесса определяют быстро затухающие при удалении от края напряженные состояния, эквивалентные напряженным состояниям краевого скручивания и краевой плоской деформации, определяемым решениями краевых задач, описываемыми гармоническим и бигармоническим уравнениями со специфическими граничными условиями. Решение этих краевых задач связано с математическими трудностями, не позволяющими применить эти результаты в практике инженерных расчетов.

В связи с этим, в работах [1, 2, 4] с помощью вариационно-асимптотического метода построена приближенная теория расчета НДС прямоугольных пластинок из композиционных материалов, круглых пластинок и круговой цилиндрической оболочки из изотропного материала постоянной и переменной толщины. На основании расчетов тонких пластинок и оболочек установлено, что вблизи жестко защемленного края дополнительные напряжения краевой плоской деформации одного порядка с максимальными значениями наибольших напряжений. Кроме того, существенное значение приобретают поперечные нормальные и касательные напряжения, что очень важно при оценке прочности авиационных конструкций из слоистых композиционных материалов.

С помощью этой теории разработан расчетный аппарат оценки прочности переходных зон конструкций, разностенных стыков, а также непрерывных соединений [5,6] (фланцевых, сварных) при наличии в них дефектов в виде начальных трещин. Однако в этой приближенной теории не учитывается напряженное состояние краевого кручения типа «пограничный слой».

В связи с этим, в данной работе ставится задача о дополнении приближенной трехмерной теории расчета НДС прямоугольных пластинок самоуравновешенным быстро затухающим НДС – кручением жестко защемленного края. Дана окончательная формулировка краевой задачи для расчета НДС типа «погранслой», идентичного деформации краевого кручения, и дано ее решение способом приведения к задаче Дирихле.

Постановка задачи

Пусть прямоугольная пластинка из изотропного материала нагружена поперечной распределенной нагрузкой $q(x,y)$. Введем ортогональную систему координат xuz (рис. 1) таким образом, чтобы оси x и y , лежащие в срединной плоскости пластинки, совпадали с главными направлениями упругости.

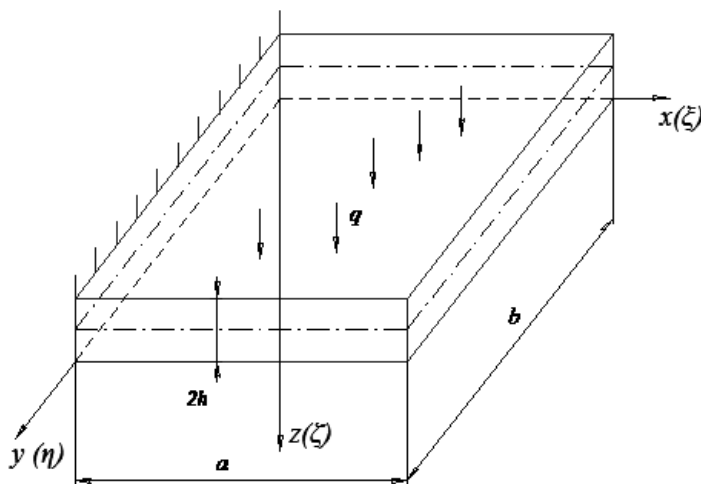


Рис.1. Прямоугольная пластинка

Обозначив через a , b , $2h$ длину, ширину и толщину пластинки соответственно, отнесем ее к безразмерной системе координат (ξ, η, ζ) связанной с системой (x,y,z) равенствами:

$$\xi = \frac{x}{a}, \quad \eta = \frac{y}{b}, \quad \zeta = \frac{z}{h}. \quad (1)$$

В продольном направлении наряду с координатой ξ будем применять, где это надо, координату

$$\xi_1 = x / h, \quad (2)$$

которая, очевидно, связана с координатой ξ зависимостью

$$\xi_1 = \lambda \xi, \quad (3)$$

где $\lambda = a/h$.

Для определенности будем полагать, что край пластинки $\xi = 0$ жестко заземленный, а остальные края могут быть любыми и нагруженными краевыми внешними нагрузками типа распределенных перерезывающих сил или изгибающих моментов

Будем интегрировать систему дифференциальных уравнений трехмерной задачи теории упругости

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} &= 0, (xy) \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\sigma_x}{E} - \frac{\mu}{E}(\sigma_y + \sigma_z), (xy) \\ \frac{\partial w}{\partial z} &= \frac{\sigma_z}{E} - \frac{\mu}{E}(\sigma_x + \sigma_y), \\ \tau_{xy} &= G\gamma_{xy}, \quad \tau_{xz} = G\gamma_{xz}, (xy). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь и в дальнейшем символ (xy) означает, что имеет место второе соотношение, которое получается из приведенного заменой $x, u, 1$ на $y, v, 2$ и наоборот.

На плоскостях пластинки $z = \pm h$ должны выполняться граничные условия:

$$\sigma_z = \pm \frac{1}{2}q(x, y), \quad \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0. \quad (5)$$

Кроме граничных условий (5) будем использовать соотношение:

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = \pm h, \quad (6)$$

которое вытекает из (5) и третьего уравнения (4).

Пусть θ есть любое из напряжений или перемещений, которое будем задавать в виде:

$$\theta = h^{-p}\theta_s, \quad (7)$$

где p – целое число, различное для разных напряжений и перемещений и $s = k, n, c$. Следует отметить, что этими индексами обозначаются компоненты НДС, относящиеся к классической теории, краевых плоской деформации и скручивания соответственно. Кроме того, при окончательном определении указанных компонентов необходимо учитывать асимптотику каждого НДС, определяемого множителем h^p .

Если выбрать p в разложении (7) следующим образом:

$$\begin{aligned} p = 2 & \quad \text{для } \sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}, u, v; \\ p = 1 & \quad \text{для } \tau_{xz}, \tau_{yz}; \quad p = 0 \quad \text{для } \sigma_z; \quad p = 3 \quad \text{для } w, \end{aligned} \quad (8)$$

то можно показать [1], что соответствующее решение эквивалентно классической теории изгиба пластинок не только в смысле тождества дифференциальных уравнений, но и в смысле тождества граничных условий на боковых краях

пластинки. Далее полагаем, что основное НДС пластинки, соответствующее классической теории, определено.

Обратимся к построению краевых задач, при помощи которых можно находить дополнительные по отношению к классической теории НДС, сколько угодно быстро затухающие при удалении от края $\xi = 0$.

Рассмотрим два типа граничных условий на краю $\xi = 0$

$$u = 0, v = 0, w = 0 \quad (9)$$

$$u = 0, \tau_{xy} = 0, w = 0, \quad (10)$$

которые моделируют жестко защемленный край пластинки.

В работе [1] для граничных условий (9) доказано, что с точностью до величин порядка h^* можно пренебречь краевым кручением, а для граничных условий (10) – краевой плоской деформацией. Тогда задача определения краевого напряженного состояния трактуется как задача суперпозиции трех состояний, одно из которых соответствует решению классической теории, другие – дополнительные, отвечают решению плоской деформации для граничных условий (9) и краевого кручения для граничных условий (10).

Применяя прием растяжения масштаба по толщине пластинки, а также в продольном направлении по формуле (2), принимаем в дальнейшем, что скорость изменения искомых величин по переменным (ξ_1, y, ζ) не слишком велика. Следует отметить, что в дальнейшем учитывается тот факт, что перемещения дополнительных НДС малы [1] в сравнении с перемещениями, отвечающими классической теории.

Пусть число p в разложении (7) принимает следующие значения:

$$\begin{aligned} \sigma_x, \sigma_y, \tau_{xz}, \sigma_z \rightarrow p = 2; \quad \tau_{xy}, \tau_{yz} \rightarrow p = 1 \\ u, w \rightarrow p = 1; \quad v \rightarrow p = 0. \end{aligned}$$

Тогда для определения величин θ_n получим систему уравнений, соответствующую краевой плоской деформации. В работе [1] приведены основные соотношения и граничные условия для этой краевой задачи в прямоугольной пластинке из композиционного материала, а также пример расчета.

Краевое кручение.

Пусть число p в разложении (7) принимает следующие значения:

$$\begin{aligned} (\tau_{xy}, \tau_{yz}) \rightarrow p = 2, \quad (\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xz}, \sigma_z) \rightarrow p = 1, \\ (u, w) \rightarrow p = 0, \quad v \rightarrow p = 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда в соответствии с асимптотическим методом для определения величин θ_c в (7) имеем систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial \zeta} = 0, \quad E = \frac{\partial v}{\partial \zeta} = 2(1 + \mu)\tau_{yz}, \quad E = \frac{\partial v}{\partial \xi_1} = 2(1 + \mu)\tau_{xy}, \\ \frac{\partial \sigma_x}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial \zeta} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial \zeta} = 0, \\ E \frac{\partial u}{\partial \xi_1} = \sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z), \quad E \frac{\partial v}{\partial y} = \sigma_y - \mu(\sigma_z + \sigma_x), \\ E \frac{\partial w}{\partial \zeta} = \sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y), \quad E \left(\frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial w}{\partial \xi_1} \right) = 2(1 + \mu)\tau_{xz}. \end{aligned} \quad (12)$$

В системе уравнений(12) основной является система уравнений, из которой определяются $(\tau_{xy}, \tau_{yz}, v_c)$. Она представляет собой систему дифференциаль-

ных уравнений задачи о кручении призматических стержней (с осью, проходящей вдоль оси y).

Построение этого решения сводится к интегрированию гармонического уравнения. Действительно, первые три уравнения системы (26) можно выполнить, положив

$$\tau_{xyc} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi_1^2}, \quad \tau_{yzc} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi_1 \partial \zeta}, \quad E\nu_c = 2(1 + \mu) \frac{\partial \Psi}{\partial \xi_1}, \quad (13)$$

где Ψ - гармоническая функция переменных ξ_1, ζ , т.е. имеет место уравнение:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi_1^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} = 0. \quad (14)$$

Остальные уравнения из системы (12) будут также выполняться, если положить

$$\begin{aligned} \sigma_{xc} &= -2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi_1 \partial y}, \quad \tau_{xzc} = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial \zeta}, \\ \sigma_{zc} &= 0, \quad \sigma_{yc} = 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi_1 \partial y}, \\ Eu_c &= -2(1 + \mu) \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad Ew_c = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Система уравнений (12) определяет компоненты НДС краевого кручения, имеющие порядок на единицу меньше, чем компоненты НДС в формуле (13). По этой причине ими в суммарном НДС пластинки будем пренебрегать.

Очевидно, что величины, определяемые выражениями (13), должны удовлетворять однородным граничным условиям (5), если потребовать,

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} = 0 \quad \text{при } \zeta = \pm 1. \quad (16)$$

Можно показать, что уравнение (14) имеет единственное решение, которое удовлетворяет условию (16), а также обладает свойством затухания:

$$\Psi = 0 \quad \text{при } \xi \rightarrow \infty \quad (17)$$

и на жестко защемленном краю удовлетворяет второму из граничных условий (10), которое приводится к виду

$$\tau_{xyk} + \tau_{xyc} = 0 \quad \text{при } \xi = 0. \quad (18)$$

Преобразуем граничное условие (18), учитывая выражение для τ_{xyk} , соответствующее классической теории, и первую из формул (13), принимая во внимание асимптотику (8), (11). Находим:

$$\left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi_1^2} \right|_{\xi_1=0} = \frac{Eh^2}{(1 + \mu)b} \zeta \left. \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \right|_{\xi_1=0}, \quad (19)$$

Представим искомую функцию Ψ в виде:

$$\Psi = m(\eta_1) \psi, \quad (20)$$

и подставляя ее в условие (19), окончательно находим:

$$m(\eta_1) \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_1^2} \right|_{\xi_1=0} = \frac{Eh^2}{(1 + \mu)b} \zeta \left. \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \right|_{\xi_1=0},$$

откуда следует

$$m(\eta_1) = \frac{Eh^2}{(1 + \mu)b} \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \Big|_{\xi_1=0}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_1^2} \Big|_{\xi_1=0} = \zeta. \quad (22)$$

Рассматриваемую краевую задачу приведем к решению задачи Дирихле для прямоугольника. Согласно [7] введем новые переменные

$$\begin{aligned} \xi_1' &= \zeta + 1, \\ \zeta' &= \xi_1 - a/2h. \end{aligned} \quad (23)$$

Тогда граничные условия (16), (17) переписуются в виде

$$\begin{aligned} \partial \psi / \partial \xi_1' &= 0 \text{ при } \xi_1' = 2; \xi_1' = 0 \\ \psi &= 0 \text{ при } \zeta' = a/2h; \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta'^2} &= \xi_1' - 1 \text{ при } \zeta' = -a/2h. \end{aligned}$$

Далее, применяя известную схему решения задачи, находим:

$$\psi = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{32}{\pi^4 n^4} \exp\left(-\frac{\pi n}{2}\left(\zeta' + \frac{a}{2h}\right)\right) \cos \frac{\pi n}{2} \xi_1',$$

или при переходе к старым переменным по формулам (21), имеем:

$$\psi = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{32}{\pi^4 n^4} \exp\left(-\frac{\pi n}{2} \xi_1\right) \cos \frac{\pi n}{2} (\zeta + 1).$$

Подставляя эту функцию в аппроксимацию (20) и учитывая равенство (21), окончательно находим:

$$\begin{aligned} \Psi(\xi_1, \eta_1, \zeta) &= -\frac{Eh^2}{(1 + \mu)b} \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \Big|_{\xi_1=0} \times \\ &\times \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{32}{\pi^4 n^4} \exp\left(-\frac{\pi n}{2} \xi_1\right) \cos \frac{\pi n}{2} (\zeta + 1). \end{aligned} \quad (24)$$

Определим дополнительные касательные напряжения краевого кручения, используя для этого соотношение (13) и выражение (24). Находим:

$$\begin{aligned} \tau_{xyc} &= -\frac{E}{(1 + \mu)b} \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \Big|_{\xi_1=0} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \frac{8}{n^2 \pi^2} \exp\left(-\frac{\pi n}{2} \xi_1\right) \cos \frac{\pi n}{2} (\zeta + 1), \\ \tau_{yzc} &= -\frac{E}{(1 + \mu)b} \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \Big|_{\xi_1=0} = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \frac{8}{n^2 \pi^2} \exp\left(-\frac{\pi n}{2} \xi_1\right) \sin \frac{\pi n}{2} (\zeta + 1). \end{aligned} \quad (25)$$

Касательное напряжение τ_{xyk} основного напряженного состояния при изгибе пластинки равно

$$\tau_{xyk} = -\frac{E}{(1 + \mu)b} \zeta \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1},$$

а его максимальное значение в заделке составляет:

$$\tau_{xyk}^m = \frac{E}{(1 + \mu)b} \frac{\partial^2 w_k}{\partial \xi_1 \partial \eta_1} \Big|_{\xi_1=0}$$

Графики изменения искомых напряжений(25) по толщине пластинки на жестко защемленном краю $\xi_1 = 0$ в произвольном сечении $\eta_1 = const$ показаны на рис. 2, где индекс «1» соответствует выражению $\tau_{xyc} / \tau_{xyk}^m$, индекс «2» - $\tau_{yzc} / \tau_{xyk}^m$, индекс «3» - $\tau_{xyk} / \tau_{xyk}^m$.

При построении графиков в рядах выражений (25) удерживались только первые два слагаемых.

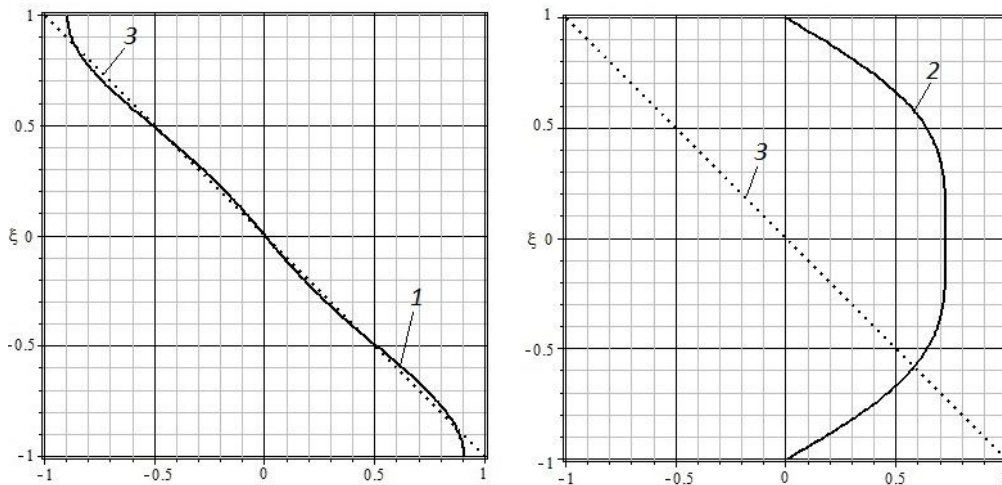


Рис.2. Графики изменения касательных напряжений по толщине пластинки

Иллюстрации на рис. 2 показывают, что дополнительные касательные напряжения краевого кручения практически совпадают с основными касательными напряжениями пластинки при изгибе, соответствующими классической теории. Можно отметить, что дополнительные напряжения типа «погранслои», определяемые в цилиндрической оболочке другими методами [8,9] решения задач трехмерной теории упругости, по величине и характеру затухания практически совпадают с результатами данной работы.

Выводы

Расчеты НДС изгибаемой прямоугольной пластинки позволили установить, что дополнительные НДС краевого кручения вносят существенный вклад в общее НДС пластинки.

Например, максимальные касательные напряжения на жестко защемленном краю практически равны одноименным напряжениям кручения, соответствующим классической теории при изгибе пластинки.

Очевидно, такой высокий уровень напряжений необходимо учитывать в расчетах на прочность пластинок, особенно из слоистых композиционных материалов, например, при определении концентрации наномодификаторов в зонах повышенных напряжений, в том числе их различных соединений.

Л и т е р а т у р а

1.Фурсанов В.В. Об уточнении классической теории прямоугольных пластинок из композиционных материалов// Механика композиционных материалов и конструкций. ИПРИМ РАН, т. 8, №1, 2002. С. 28-64.

2. Фирсанов В.В. Уточненная методика расчета круглых пластинок на изгиб и растяжение// Прочность конструкций: Межвуз. науч. сб./ Под ред. Р.Р. Мавлютова – Уфа: Уфим. авиац. ин-т, 1978, №3. С. 26 – 34.
3. Гольденвейзер А.Л. Теория упругих тонких оболочек. – М.: Наука, 1976. – 512 с.
4. Фирсанов В.В. Погранслои и его влияние на прочность цилиндрической оболочки переменной толщины// Вестник МАИ, 2010. – Т.17, №5. – С.212-218.
5. Фирсанов В.В., Серпичева Е.В. Прочность и трещиностойкость непрерывных соединений авиационных конструкций на основе неклассической теории оболочек// Известия ТулГУ. Технические науки, 2014. – Вып.11, часть 1. – С.267-279.
6. Фирсанов В.В. Математические модели уточненного расчета непрерывных авиационных соединений на прочность с учетом их податливости// Строительная механика инженерных конструкций и сооружений. – 2015. – №3. – С.58-68
7. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. – М.: Физматгиз., 1962. – 708 с.
8. Firsanov V.V., Doan T.N. Energy consistent theory of cylindrical shells// Journal of Machinery, Manufacture and Reliability, 2011. Vol.40, Issue 6. – Pp 543-548(Scopus).
9. Firsanov V.V., Doan T.N. Investigation of the statics and free vibrations of cylindrical shells on the basis of a nonclassical theory//Composites: Mechanics, Computations, Applications: An International Journal/ Begell House, INC, 2015. – Vol. 6, Issue 2. – Pp 135-166 (Scopus).

References

1. Firsanov, V.V. (2002). Ob utochnenii klassicheskoy teorii pryamougolnykh plastinok iz kompozitsionnykh materialov, *Mekhanika Kompozitsionnykh Materialov i Konstrukcij*, Izd. IPRIM RAN, Vol. 8, №1, p. 28-64.
2. Firsanov, V.V. (1978) Utochnennaya metodica rascheta kruglykh plastinok na izgib i rastiagieniye, *Prochnost Konstrukcij*: Megvuz. Nauch.Sb., pod red. R.R. Mavlutova, Ufa.: Ufim.aviatz.in-t, №3, p. 26-34.
3. Goldenveizer, A.L. (1976). *Teoriya Uprugih Tonkih Obolochek*, M.: Nauka, 512p.
4. Firsanov, V.V. (2010). Boundary layer and its influence on strength of cylindrical shell with a variable thickness, *Vestnik MAI*, Vol.17, №5, p. 212-218.
5. Firsanov, V.V., Serpicheva, E.V. (2014). Unbroken joints strength and crack growth resistance in airframes analysis based on non-classical theory of shells, *Izvestiya Tul'skogo Gosudarstvennogo universiteta*, Vyp. 11, Ch.1, p. 267-278.
6. Firsanov, V.V. (2015). Mathematical Models of the Improved Calculation on Durability of Continuous Aviation Units with the Account of their Compliance, *Structural Mechanics of Engineering Constructions and Buildings*, №3, pp.58-68.
7. Kantorovich, L.V. Krylov, V.T. (1962). *Priblizhennyye Metody Vyshego Analiza*. Moscow: Izd. Fizmatgiz, 708 p.
8. Firsanov, V.V. and Doan, T.N. (2011) Energy-Consistent theory of cylindrical shells, *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*, Vol.40, No.6, pp.543-548.
9. Firsanov, V.V., Doan T.N. (2015). Investigation of the statics and free vibrations of cylindrical shells on the basis of a nonclassical theory, *Composites: Mechanics, Computations, Applications*: International Journal, Begell House, INC, Vol. 6, Issue 2, p 135-166.

STRESS STATE CALLED AS "BOUNDARY LAYER" IS BOUNDARY TORSION OF THE RECTANGULAR PLATE

Val.V. Firsanov

Moskovskiy Aviazionniy Institute, Moscow, Russia

Boundary value problem formulated for determining stress state of type "boundary layer" is identically to torsion deformation of edges, and its solution in a way bring to the Dirichlet's problem is given. As a result of calculations, the essential contribution of the boundary torsion stress-strain state to the general stress-strain state of a plate is shown, that is very important for the estimation of strength for various units in thin-walled elements of aircraft structures.

KEYWORDS: rectangular plate, three-dimensional equations of theory of elasticity, method of direct asymptotic integration, boundary value problems, the main stress-strain state, a stress state called "boundary layer", the Dirichlet's problem.