
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI
RENDICONTI

PETRE TEODORESCU

**Problèmes bidimensionnels de la théorie de
l'élasticité, I. Une tension normale nulle**

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 44 (1968), n.2, p. 201–208.*

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1968_8_44_2_201_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)
SIMAI & UMI*

<http://www.bdim.eu/>

Meccanica. — *Problèmes bidimensionnels de la théorie de l'élasticité.*

I. *Une tension normale nulle.* Nota di PETRE TEODORESCU, presentata (*) dal Socio D. GRAFFI.

RIASSUNTO. — Un problema in cui la terza variabile compare solo tramite le sue potenze e in cui le funzioni potenziali che intervengono dipendono solamente da due variabili sarà chiamato problema bidimensionale. Si considera tale problema nel caso di una tensione normale (σ_z) nulla; lo stato di tensione e lo stato di deformazione risultano espressi mediante una funzione armonica in tre variabili Ω , la somma delle tensioni normali Θ (espressa con due funzioni armoniche in due variabili Θ' e Θ_0) e una funzione biarmonica in due variabili φ , con $\Delta\varphi$ armonicamente coniugato con la Θ_0 . (In realtà si tratta di un problema quasi-bidimensionale). Si collegano i risultati ottenuti con altri divenuti classici e si considera inoltre qualche interessante caso particolare.

I. — INTRODUCTION.

Une des méthodes les plus utilisées dans la théorie de l'élasticité est la formulation des problèmes fondamentales à l'aide de *fonctions potentiels*.

Évidemment, dans le cas général des problèmes tridimensionnels (on va se situer dans le cas des corps homogènes, isotropes et linéairement élastiques, à déformations infinitésimales), les fonctions potentiels dépendent de trois variables (soit x, y, z dans un système de coordonnées cartésiennes orthogonales). Les difficultés de calcul ont incité l'étude de problèmes plus simples, seulement en deux variables. C'est ainsi qu'on a considéré surtout le problème plan de la théorie de l'élasticité (le cas de déformation plane et le cas de tension plane, le dernier cas nécessitant certaines approximations pour arriver à un problème en deux variables), de même que le problème antiplan. Dans les deux problèmes mentionnés on admet que certaines composantes du tenseur tension ou du tenseur déformation sont nulles tandis que les autres composantes ne dépendent que de deux variables. Pour éviter l'approximation dont on a parlé ci-dessus, on a fait des études sans la dernière de ces deux hypothèses, dans l'absence des forces massiques (cfr. [16], [17]) ou dans le cas des forces massiques quelconques (cfr. [15], [16]). Le cas d'un état de tension plane a été considéré pour la première fois d'une telle manière par A. Clebsch (cfr. [2]).

Un problème où la troisième variable (soit la variable z) apparaît par ses puissances et où les fonctions potentiels dépendent seulement de deux variables va être nommé *problème bidimensionnel*. De tels résultats sont dus à J. H. Michell (cfr. [7]) et à A. E. H. Love (cfr. [6]) pour un cylindre de longueur finie et à E. Almansi (cfr. [1]) pour une plaque plane épaisse.

(*) Nella seduta del 10 febbraio 1968.

Divers autres résultats et extensions, ainsi que discussions sur le problème a donné G. Supino (cfr. [9]–[13]). Des problèmes similaires ont été considérés par Gr. C. Moisil (cfr. [8]), A. Davidescu-Moisil (cfr. [3], [4]) et M. Iacovache (cfr. [5]).

Dans deux notes successives on va étudier deux problèmes de la théorie de l'élasticité (le cas où une tension normale est nulle et le cas où deux tensions tangentielles sont nulles), en donnant des formulations en tensions à l'aide de certaines fonctions de tension; on va faire la liaison avec des résultats antérieurs, devenus classiques, et l'on va considérer aussi différents cas particuliers de ces problèmes.

La démonstration des formules (2), (2'), (2'') est basée sur certains résultats dûs au prof. Gr. C. Moisil, qui a initié cette étude et que nous remercions vivement d'avoir voulu mettre à notre disposition le manuscrit de son travail.

2. - LE CAS D'UNE TENSION NORMALE NULLE.

On va supposer que

$$(1) \quad \sigma_z = 0.$$

Les tensions normales peuvent être exprimées sous la forme

$$(2) \quad \begin{cases} \sigma_x = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} - \frac{1}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \Theta}{\partial x} - y \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \Theta, \\ \sigma_y = -\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} + \frac{1}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \Theta}{\partial x} - y \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \Theta \end{cases}$$

et les tensions tangentielles seront données par

$$(2') \quad \begin{cases} \tau_{yz} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial z} - \frac{\mu}{2(1+\mu)} z \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \frac{\mu}{2(1+\mu)} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{z^2}{2} \Delta \varphi + \left(1 - \frac{2}{\mu} \right) \varphi \right], \\ \tau_{zx} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y \partial z} - \frac{\mu}{2(1+\mu)} z \frac{\partial \Theta}{\partial x} - \frac{\mu}{2(1+\mu)} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{z^2}{2} \Delta \varphi + \left(1 - \frac{2}{\mu} \right) \varphi \right], \end{cases}$$

$$(2'') \quad \tau_{xy} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \Theta}{\partial y} + y \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right),$$

où μ est le coefficient de contraction transversale de Poisson.

La fonction $\Omega = \Omega(x, y, z)$ est harmonique

$$(3) \quad \Delta \Omega = 0$$

et la fonction $\Theta = \Theta(x, y, z)$ (la somme des tensions normales) est linéaire par rapport à z

$$(4) \quad \Theta = z\Theta_0 + \Theta',$$

les fonctions $\Theta_0 = \Theta_0(x, y)$ et $\Theta' = \Theta'(x, y)$ étant harmoniques

$$(5) \quad \Delta\Theta_0 = \Delta\Theta' = 0.$$

La fonction $\varphi = \varphi(x, y)$ est biharmonique

$$(6) \quad \Delta\Delta\varphi = 0;$$

son laplacien est lié à la fonction Θ_0 par l'intermédiaire des équations Cauchy-Riemann

$$(7) \quad \begin{cases} \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial x} = \frac{\partial\Theta_0}{\partial y}, \\ \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial y} = -\frac{\partial\Theta_0}{\partial x}. \end{cases}$$

On observe que la fonction Ω doit être de la classe C^4 , de même que la fonction φ ; il est suffisant que les fonctions Θ_0 et Θ' soient de la classe C^3 . De plus, il faut remarquer que la représentation donnée dépend seulement de trois fonctions arbitraires: la fonction harmonique Ω (en trois variables), la fonction harmonique Θ' et la fonction biharmonique φ (les deux dernières fonctions en deux variables). Le problème considéré est donc un *problème* qu'on peut nommer *quasibidimensionnel*.

En partant des équations du problème, on est arrivé, pas à pas, à la représentation finale; cette *représentation* est donc *complète* (tout état de tension peut être représenté sous cette forme).

On introduit les notations

$$(8) \quad \Theta_0 = \frac{\partial^2 \bar{\Theta}_0}{\partial x \partial y}, \quad \Theta' = \frac{\partial^2 \bar{\Theta}'}{\partial x \partial y}, \quad \varphi = \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial x \partial y},$$

$$(4') \quad \bar{\Theta} = z\bar{\Theta}_0 + \bar{\Theta}'$$

et l'on pose une condition d'harmonicité pour les fonctions $\bar{\Theta}_0$ et $\bar{\Theta}'$

$$(5') \quad \Delta\bar{\Theta}_0 = \Delta\bar{\Theta}' = 0$$

et une condition de biharmonicité pour la fonction $\bar{\varphi}$

$$(6') \quad \Delta\Delta\bar{\varphi} = 0.$$

Les équations Cauchy-Riemann

$$(7') \quad \begin{cases} \frac{\partial(\Delta\bar{\varphi})}{\partial x} = \frac{\partial\bar{\Theta}_0}{\partial y}, \\ \frac{\partial(\Delta\bar{\varphi})}{\partial y} = -\frac{\partial\bar{\Theta}_0}{\partial x} \end{cases}$$

seront aussi vérifiées,

L'état de déplacement sera exprimé par

$$(9) \quad \left\{ \begin{aligned} 2G[u - (-y\omega_z^0 + z\omega_y^0 + u_0)] &= \frac{\partial \Omega}{\partial y} - \\ &- \frac{1}{4(1+\mu)} \frac{\partial}{\partial y} \left(x \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} - y \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} \right) + \frac{1-\mu}{2(1+\mu)} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y}, \\ 2G[v - (-z\omega_x^0 + x\omega_z^0 + v_0)] &= - \frac{\partial \Omega}{\partial x} + \\ &+ \frac{1}{4(1+\mu)} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} - y \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} \right) + \frac{1-\mu}{2(1+\mu)} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x}, \end{aligned} \right.$$

$$(9') \quad \begin{aligned} 2G[w - (-x\omega_y^0 + y\omega_x^0 + w_0)] &= -\mu z\Theta + \mu \frac{z^2}{2} \Theta_0 - \\ &- \frac{1-\mu}{2(1+\mu)} \left(\frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial y^2} \right), \end{aligned}$$

où G est le module d'élasticité transversale; les constantes u_0 , v_0 , w_0 , ω_x^0 , ω_y^0 , ω_z^0 sont les déplacements, respectivement les rotations du corps considéré comme un rigide, étant déterminées par les conditions de fixité dans l'espace.

3. - LIAISON À RECHERCHES ANTÉRIEURES.

À l'occasion d'une vaste étude sur les plaques planes épaisses, E. Almansi (cfr. [1]) a donné une formulation du problème traité ci-dessus, à l'aide d'une fonction qui correspond à la fonction potentiel Ω . On obtient aisément une signification physique de cette fonction, en considérant le cas d'un *état de déformation incompressible*, c'est à dire le cas où l'on a

$$(10) \quad \Theta = \Theta_0 = \Theta' = 0;$$

en supposant que la condition (1) reste valable, l'état de tension sera donné par

$$(11) \quad \sigma_x = -\sigma_y = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y},$$

$$(11') \quad \left\{ \begin{aligned} \tau_{yz} &= -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \Omega}{\partial z} + f \right), \\ \tau_{zx} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \Omega}{\partial z} + f \right), \end{aligned} \right.$$

$$(11'') \quad \tau_{xy} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} \right),$$

où la fonction $f = f(x, y)$ est harmonique

$$(12) \quad \Delta f = 0$$

de la classe C^3 . L'état de déplacement s'exprime d'une manière analogue.

Pour une fonction potentiel harmonique Ω , de la forme (on utilise les notations introduites au point précédent)

$$(13) \quad \Omega = -\frac{z^3}{12(1+\mu)} \left(\frac{\partial^2 \bar{\Theta}_0}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \bar{\Theta}_0}{\partial y^2} \right) + \frac{z}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \bar{\Theta}_0}{\partial x} - y \frac{\partial \bar{\Theta}_0}{\partial y} \right) + \\ + \frac{1-\mu}{6(1+\mu)} z^3 \Delta \varphi - \frac{1-\mu}{1+\mu} z \varphi,$$

les formules (2), (2'), (2'') conduisent à l'état de tension

$$(14) \quad \left\{ \begin{aligned} \sigma_x &= -\frac{2-\mu}{12(1+\mu)} z^3 \left(\frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x_0^2} - \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial y^2} \right) + \frac{1-\mu}{4(1+\mu)} z \left(x \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} - y \frac{\partial \Theta_0}{\partial y} \right) - \\ &\quad - \frac{1}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \Theta'}{\partial x} - y \frac{\partial \Theta'}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \Theta, \\ \sigma_y &= -\frac{2-\mu}{12(1+\mu)} z^3 \left(\frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x_0^2} - \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial y^2} \right) - \frac{1-\mu}{4(1+\mu)} z \left(x \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} - y \frac{\partial \Theta_0}{\partial y} \right) + \\ &\quad + \frac{1}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \Theta'}{\partial x} - y \frac{\partial \Theta'}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \Theta, \end{aligned} \right.$$

$$(14') \quad \left\{ \begin{aligned} \tau_{yz} &= -\frac{z^2}{2(1+\mu)} \frac{\partial \Theta_0}{\partial y} - \frac{\mu}{2(1+\mu)} z \frac{\partial \Theta'}{\partial y}, \\ \tau_{zx} &= -\frac{z^2}{2(1+\mu)} \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} - \frac{\mu}{2(1+\mu)} z \frac{\partial \Theta'}{\partial x} \end{aligned} \right.$$

$$(14'') \quad \tau_{xy} = -\frac{2-\mu}{6(1+\mu)} z^3 \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x \partial y} + \frac{1-\mu}{4(1+\mu)} z \left(x \frac{\partial \Theta_0}{\partial y} + y \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} \right) - \\ - \frac{1}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \Theta'}{\partial y} + y \frac{\partial \Theta'}{\partial x} \right).$$

La partie harmonique de la fonction biharmonique $\varphi = \varphi(x, y)$ (qui, d'ailleurs, est arbitraire dans les formules (2')), va être prise égale à la conjuguée harmonique de la fonction $a^2 \Theta_0 / (2 - \mu)$. En posant $\Theta' = 0$ et en introduisant la notation

$$(15) \quad \psi = -\frac{1-\mu}{4(1+\mu)} \left(x \frac{\partial \bar{\Theta}_0}{\partial y} + y \frac{\partial \bar{\Theta}_0}{\partial x} \right),$$

qui conduit à

$$(16) \quad \Delta \psi = -\frac{1-\mu}{1+\mu} \Theta_0,$$

on trouve l'état de tension

$$(17) \quad \left\{ \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{2-\mu}{6(1+\mu)} z^3 \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial y^2} + \frac{z}{1+\mu} \Theta_0 + z \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \\ \sigma_y &= \frac{2-\mu}{6(1+\mu)} z^3 \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x^2} + \frac{z}{1+\mu} \Theta_0 + z \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \end{aligned} \right.$$

$$(17') \quad \left\{ \begin{aligned} \tau_{yz} &= -\frac{1}{2(1+\mu)} (z^2 - a^2) \frac{\partial \Theta_0}{\partial y}, \\ \tau_{zx} &= -\frac{1}{2(1+\mu)} (z^2 - a^2) \frac{\partial \Theta_0}{\partial x}, \end{aligned} \right.$$

$$(17'') \quad \tau_{xy} = -\frac{2-\mu}{6(1+\mu)} z^3 \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x \partial y} - z \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y},$$

donné par J. H. Michell (cfr. [7]) et A. E. H. Love (cfr. [6]) pour un cylindre droit de longueur finie (éventuellement une plaque plane épaisse), dont les sections de bout $z = \pm a$ sont exemptes de tensions.

On retrouve ainsi les résultats classiques les plus importants. Observons encore que la formulation (2), (2'), (2'') a *une forme plus simple* que celles données antérieurement et un champ d'applicabilité plus large (elle est, d'ailleurs, complète). Par exemple, si

$$(18) \quad -\frac{2(1+\mu)}{2-\mu} F_{xy}(x, y) \quad , \quad \Delta F_{xy} = 0$$

est la partie harmonique de la fonction biharmonique φ et si l'on pose

$$(18') \quad \Theta_0 = \Theta' = 0 \quad , \quad \Omega = \frac{2}{3} cz^3 - cz(x^2 + y^2),$$

on obtient l'état de tension

$$(19) \quad \sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \tau_{xy} = 0,$$

$$(19') \quad \tau_{yz} = \frac{\partial F_{xy}}{\partial x} + cx \quad , \quad \tau_{zx} = -\frac{\partial F_{xy}}{\partial y} - cy,$$

qui correspond au problème de la *torsion d'une barre droite cylindrique* de section transversale quelconque (cas particulier d'un état de tension antiplane); ce résultat ne peut pas être obtenu par particularisation, en partant des formulations de J. H. Michell-A. E. H. Love ou E. Almansi (à cause de la fonction φ , qui y manque).

4. - CAS PARTICULIERS.

Dans le cas d'un *état de tension antiplane* on pose les conditions

$$(20) \quad \sigma_y = \sigma_z = \tau_{yz} = 0,$$

ainsi que les trois composantes du vecteur tension qui agit sur un élément de normale extérieure d'après l'axe Ox soient différentes de zéro. On obtient l'état de tension

$$(21) \quad \sigma_x = azx + a'xy + b'x + c'y + bz + d',$$

$$(21) \quad \left\{ \begin{array}{l} \tau_{zx} = \frac{\partial F_{yz}}{\partial y} + \frac{\mu}{4(1+\mu)} [a(y^2 - z^2) - 2z(a'y + b')] - \\ \quad - \frac{1}{2(1+\mu)} z(az + b') + cy, \\ \tau_{xy} = -\frac{\partial F_{yz}}{\partial z} - \frac{\mu}{4(1+\mu)} [a'(y^2 - z^2) + 2y(az + b')] - \\ \quad - \frac{1}{2(1+\mu)} y(a'y + b') - cz, \end{array} \right.$$

où a, b, c, a', b', c', d' sont des constantes arbitraires; la fonction $F_{yz} = F_{yz}(y, z)$ est harmonique

$$(22) \quad \Delta F_{yz} = 0$$

de la classe C^3 .

Dans le cas d'un *état de cisaillement pur*, on pose les conditions

$$(23) \quad \sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0$$

et l'on obtient l'état de tension

$$(24) \quad \begin{cases} \tau_{yz} = \frac{\partial}{\partial x} (F_{xy} - F_{zx}), \\ \tau_{zx} = \frac{\partial}{\partial y} (F_{yz} - F_{xy}), \\ \tau_{xy} = \frac{\partial}{\partial z} (F_{zx} - F_{yz}) \end{cases}$$

et l'état de déplacement

$$(25) \quad \begin{cases} u = \frac{1}{G} \bar{F}_{yz} - y\omega_z^0 + z\omega_y^0 + u_0, \\ v = \frac{1}{G} \bar{F}_{zx} - z\omega_x^0 + x\omega_z^0 + v_0, \\ w = \frac{1}{G} \bar{F}_{xy} - x\omega_y^0 + y\omega_x^0 + w_0. \end{cases}$$

Les fonctions en deux variables $F_{yz} = F_{yz}(y, z)$, $F_{zx} = F_{zx}(z, x)$, $F_{xy} = F_{xy}(x, y)$ sont harmoniques

$$(26) \quad \Delta F_{yz} = \Delta F_{zx} = \Delta F_{xy} = 0$$

de la classe C^3 et $\bar{F}_{yz} = \bar{F}_{yz}(y, z)$, $\bar{F}_{zx} = \bar{F}_{zx}(z, x)$, $\bar{F}_{xy} = \bar{F}_{xy}(x, y)$ sont leurs conjuguées harmoniques.

On trouve ainsi une interprétation intéressante pour les fonctions F_{yz} , F_{zx} , F_{xy} introduites par nous dans une représentation générale de l'état de tension en élasticité tridimensionnelle, à l'aide de certaines fonctions de tension (cfr. [14]).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] ALMANZI E., *Sulle deformazioni delle piastre elastiche*, « Rend. R. Acc. dei Lincei, Cl. Sci. fis., mat. e nat. », série 6^a, 17, fasc. 1, 12-19 (1933).
- [2] CLEBSCH A., *Théorie de l'élasticité des corps solides*, Paris 1883.
- [3] DAVIDESCU-MOISIL A., *Asupra unui caz de echilibru al corpurilor elastice izotrope*, « Stud. Cerc. Mat. », 15, nr. 2, 225-229 (1964).
- [4] DAVIDESCU-MOISIL A., *Asupra ecuațiilor elasticității anizotrope*, « Stud. Cerc. Mat. », 15, nr. 2, 231-233 (1964).

- [5] IACOVACHE M., *Asupra micilor mișcări ale unui corp elastic în cazul unei distribuții de tensiuni sferice sau cilindrice*, «Bul., Șt. Acad. R.P.R., ser. mat., fiz., chim.», 2, nr. 7, 597–601 (1950).
- [6] LOVE A. E. H., *Mathematical Theory of Elasticity*, Cambridge 1934.
- [7] MICHELL J. H., *On the direct determination of stress in an elastic solid with applications to the theory of plates*, «Proc. London Math. Soc.», 31, 100 (1900).
- [8] MOISIL GR. C., *Integrale ale ecuațiilor echilibrului elastic. I. Integrale caracterizate prin condiții geometrice privind deplasările*, «Bul. Șt. Acad. R. P. R., ser. mat., fiz., chim.», 2, nr. 4, 283–291 (1950).
- [9] SUPINO G., *Sul problema di Clebsch*, «Rend. R. Acc. dei Lincei, Cl. Sci. fis., mat. e nat.», serie 6^a, 15, fasc. 5, 366–371 (1932).
- [10] SUPINO G., *Sopra la deformazione delle lastre*, «Rend. R. Acc. dei Lincei, Cl. Sci. fis., mat. e nat.», serie 6^a, 15, fasc. 6, 448–453 (1932).
- [11] SUPINO G., *Il problema elastico piano e la sua interpretazione nello spazio*, «Rend. R. Acc. dei Lincei, Cl. Sci. fis., mat. e nat.», serie 6^a, 22, fasc. 11, 522–528; fasc. 12, 581–585 (1935).
- [12] SUPINO G., *Sopra la teoria delle lastre elastiche*, «Ann. di Mat. pura ed appl.», serie IV, 24, 39–64 (1945).
- [13] SUPINO G., *Calcolo approssimato delle piastre elastiche*, «Atti del V Congresso dell'Unione Mat. Italiana», Pavia-Torino, 154–188 (1955).
- [14] TEODORESCU P. P., *Sur une solution générale du problème en espace de la théorie de l'élasticité*, «IX^{me} Congrès Intern. de Méc. Appl., Bruxelles, Sept. 1956, Actes», 5, 155–167 (1957).
- [15] TEODORESCU P. P., *Sur l'approximation du calcul bidimensionnel dans le cas d'un état de tension plane*, «Mathematica (Cluj)», 1 (24), nr. 2, 345–353 (1959).
- [16] TEODORESCU P. P., *Probleme plane în teoria elasticității*, vol. I, Ed. Acad. R.P.R., București 1961.
- [17] TEODORESCU P. P., *Considérations concernant la formulation mathématique du problème plan de la théorie de l'élasticité*, «Rev. Roumaine Math. Pures et Appl.», 9, nr. 4, 317–335 (1964).