UDK 534.142.5:535.2

Enodimenzionalni model optičnega vzbujanja termoelastičnih valov

1. DEL: SPLOŠNA REŠITEV PROBLEMA

JANEZ MOŽINA

0. UVOD

Pri absorpciji svetlobe se snov lokalno segreva in razteza, nastalo neravnovesno stanje pa se razširja po prostoru. Nastale odmike od toplotnega in mehanskega ravnovesja je mogoče zaznati bodisi v sami absorbirajoči snovi, bodisi v njeni okolici. Glede na optični način vzbujanja in glede na zaznavanje z akustičnimi zaznavali se je za opisani pojav ustalilo ime »optoakustični« ali »fotoakustični« pojav [1], [2]. Zanimanje za raziskave in uporabo optoakustičnega pojava, ki ga je že pred več ko 100 leti odkril A.G. Bell [3], se je predvsem razširilo po zaslugi razvoja laserske tehnike, ki v ta namen ponuja množico primernih laserskih izvorov, v novejšem času pa tudi več načinov optične detekcije nastalih elastičnih valov brez dotika [4].

Kolikor nam je znano, je nastanek in širjenje termoelastičnih valov prva teoretično obravnavala Danilovskaja [5], ki pa je uporabila precej idealizirane predpostavke, tako glede načina segrevanja trdne snovi kakor tudi glede izbire mehanskih robnih pogojev. Več pozornosti je načinu segrevanja posvetil Michaels [6], ki je študiral nastanek elastičnih valov pri obsevanju površine polprostora z elektromagnetnimi valovi, vendar je pri opisu temperaturnega polja zanemaril prevajanje toplote. Boley in Tolins [7] sta obravnavala predvsem izbiro enačb za opis temperaturnega in napetostnega polja in pri tem ugotovila, da je mogoče namesto povezanega sistema enačb teorije dinamične termoelastičnosti uporabiti nepovezan sistem. Reševanje enačb se s tem bistveno poenostavi, ne da bi pri tem hudo trpela natančnost aproksimacije. Prelomnico v študiju termoelastičnih valov pomeni delo R.M. Whitea [8], ki se je prvi lotil eksperimentov in tudi prvi teoretično obravnaval energijski izkoristek pri pretvorbi vpadle svetlobe v energijo elastičnih valov. Prav tako je medsebojno primerjal amplitudo nastale termoelastične motnje s svetlobnim tlakom. Glavna pomanjkljivost njegovega dela je v izbiri idealiziranih mehanskih robnih pogojev, s čimer je močno otežena primerjava teoretičnih in eksperimentalnih rezultatov. Isti avtor je tudi že upošteval možnost uporabe tega pojava za določanje parametrov vpadlega energijskega pulza, za raziskavo površinskih lastnosti absorbirajoče trdne snovi ter za tvorbo visokofrekvenčnih elastičnih valov.

Z našim modelom želimo matematično opisati dogajanje v trdni snovi, katere površino osvetlimo s kratkotrajnim svetlobnim sunkom. Pri tem povzemamo realistično sliko interakcije med svetlobo in površino, upoštevamo prevajanje toplote, skušamo izbrati eksaktne termične in mehanske robne pogoje ter rešujemo problem za poljubno časovno odvisnost vpadlega svetlobnega toka. Omejujemo pa se za zdaj na študij problema v eni dimenziji; v tej aproksimaciji je prostor razdeljen v dva polprostora ali pa v več vzporednih plasti z različnimi elastičnimi, optičnimi in termičnimi lastnostmi. Privzeta geometrijska idealizacija ne izključuje možnosti za primerjavo med teoretičnimi in eksperimentalnimi rezultati; ena od možnosti eksperimentalno kompatibilne konfiguracije je na primer palica, ki jo na enem koncu osvetlimo s svetlobnim pulzom, katerega intenzivnost je konstantna po prerezu palice. Tako zastavljen problem do [11] ni bil teoretično obdelan, so pa v literaturi objavljeni številni sorodni problemi, katerih rešitve so v pomoč pri postavitvi in reševanju naše naloge.

1. OSNOVNE ENAČBE IN MEJNI POGOJI

V naši aproksimaciji je površina kovine ploskev $x = 0$. Snov v polprostoru $x < 0$ naj bo prozorna in toplotno neprevodna. Pri krajevno enakomerni osvetlitvi površine je problem enodimenzionalen in lahko temperaturno polje $T = T(x, t)$ ter polje odmika $u = u(x, t)$ pravokotno na ploskev $x = 0$ poiščemo kot rešitev sistema enačb dinamične termoelastičnosti [9]:

$$\left.\begin{aligned} \lambda T_{xx} &= \rho c_v (T_t + \gamma T_0 u_{xt}) - w(x, t) && x > 0 \\ T &= T_0 && x < 0 \\ c^2 u_{xx} &= u_{tt} + \gamma c_v T_x && x > 0 \\ c_1^2 u_{xx} &= u_{tt} && x < 0 \end{aligned}\right\} \quad (1.1)$$

Pri tem je γ Grüneisenova konstanta, ki povezuje termične in elastične lastnosti snovi in je pri večini kovin reda velikosti ≈ 1. Označbe λ, ρ, c_v in c pomenijo toplotno prevodnost, gostoto, specifično toploto in hitrost zvoka v polprostoru $x > 0$, medtem ko je c_1 hitrost zvoka v polprostoru $x < 0$. Pred začetkom obsevanja je celoten prostor v mehanskem in toplotnem ravnovesju. Od tod izhaja, da lahko kot začetni pogoj izberemo vrednosti obeh polj in njunih časovnih odvodov enako nič:

$$\left.\begin{aligned} T(x,0) &= T_t(x,0) = 0 \\ u(x,0) &= u_t(x,0) = 0 \end{aligned}\right\} \quad (1.2).$$

V enačbi (1.1) smo z $w(x, t)$ označili prostorninsko gostoto moči toplotnega izvora. Oglejmo si sedaj, kolikšna je vrednost te spremenljivke v primeru, ko na površino pade svetlobni sunek z gostoto energijskega toka $i(t)$. Svetloba se na površini delno odbije, delno pa prodre v notranjost, kjer se absorbira. Površinska odbojnost r je pri tem definirana kot razmerje med odbitim in vpadlim energijskim tokom, medtem ko je absorptivnost a določena z razmerjem med absorbiranim in vpadnim energijskim tokom. V skladu z zakonom o ohranitvi energije velja:

$$r + a = 1 \quad (1.3).$$

Prepuščeni svetlobni tok v snovi eksponentno pojema v skladu z absorpcijskim zakonom in ob predpostavki, da se energija svetlobe dovolj hitro spremeni v energijo termičnega gibanja, predstavlja toplotni izvor z gostoto:

$$w(x, t) = a\mu \exp(-\mu x)\, i(t) \quad (1.4),$$

kjer smo z μ označili absorpcijski koeficient vpadle svetlobe.

Za reševanje zapisanega sistema enačb moramo, poleg začetnih pogojev, izbrati še primerne mejne. Ker smo predpostavili, da je sredstvo v polprostoru $x < 0$ toplotni izolator, je s tem že določen robni pogoj za temperaturno polje, in sicer je gostota toplotnega toka, ki je sorazmerna gradientu polja, enaka 0:

$$\text{grad}\, T(0, t) = T_x(0, t) = 0 \quad (1.5).$$

Mehanski mejni pogoji so določeni z zveznostjo pomika in napetosti na mejni ploskvi. Ob upoštevanju zveze med longitudinalno napetostjo, pomikom in temperaturo v termoelastičnem sredstvu:

$$\left.\begin{aligned} \sigma(x, t) &= Zc\, u_x(x, t) - \beta E\, T(x, t) \quad & x > 0 \\ \sigma(x, t) &= Z_1 c_1\, u_x(x, t) & x < 0 \end{aligned}\right\} \quad (1.6)$$

lahko mehanske robne pogoje zapišemo v obliki:

$$\left.\begin{aligned} u(+0, t) &= u(-0, t) \\ c^2 u_x(+0, t) - \gamma c_v\, T(+0, t) &= K c_1 c\, u_x(-0, t) \end{aligned}\right\} \quad (1.7).$$

Pri tem smo z E označili elastični modul, s K pa razmerje značilnih mehanskih impedanc snovi v obeh polprostorih:

$$K = \frac{Z_1}{Z} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho c} \quad (1.8).$$

V omenjenih raziskavah so se avtorji večinoma omejili na študij dveh primerov, ko vrednost K zavzame ekstremni vrednosti; obravnavali so »prosto« mejno ploskev ($K = 0$) in »trdno vpeto« mejno ploskev ($K = \infty$).

Za sam potek reševanja dobljenega sistema enačb ter mejnih in začetnih pogojev je ugodno, če vpeljemo brezdimenzijski koordinati za čas in dolžino. Pri tem si pomagamo z uvedbo karakterističnega termoelastičnega časa t_K [10], ki ga z znanimi snovnimi konstantami izrazimo kot:

$$t_K = \lambda/(\rho c_v c^2) \quad (1.9)$$

in je za večino kovin reda velikosti 10^{-11} s. Brezdimenzijski koordinati za čas τ in dolžino ξ definiramo kot:

$$\tau = \frac{t}{t_K} \qquad \xi = \frac{x}{c\, t_K} \quad (1.10),$$

zraven njiju pa vpeljemo še brezdimenzijski absorpcijski koeficient p:

$$p = \mu c\, t_K \quad (1.11)$$

in označimo s $h = (\rho c_v c)^{-1}$, $f = \gamma c_v T_K/c$ ter $b = c_1/c$.

Tako se zgornji sistem enačb ter mejnih in začetnih pogojev glasi:

$$\left.\begin{aligned} T'' &= \dot{T} + \frac{\gamma T_0}{c\, t_K}\dot{U}' - a p h \exp(-p\xi)\, i(\tau). \\ U'' &= \ddot{U} + f T^2 \qquad \xi > 0 \\ b^2 U'' &= \ddot{U} \qquad \xi < 0 \\ T'(+0, \tau) &= 0 \\ u(+0, \tau) &= u(-0, \tau) \\ u'(+0, \tau) - f T(+0, \tau) &= K b u'(-0, \tau) \\ T(\xi, 0) = \dot{T}(\xi, 0) &= u(\xi, 0) = \dot{u}(\xi, 0) = 0 \end{aligned}\right\} \quad (1.12)$$

2. SPLOŠNA REŠITEV PROBLEMA

Sistem enačb (1, 12) bomo reševali z uporabo Laplaceove transformacije. V ta namen najprej označimo Laplaceove transformiranke polj, ki se pojavljajo v enačbah in mejnih pogojih:

$$\left.\begin{aligned} U &= U(\xi, s) = L\,u(\xi, \tau) \\ \Theta &= \Theta(\xi, s) = L\,T(\xi, \tau) \\ I &= I(s) = L\,i(\tau) \\ S &= S(\xi, s) = L\,\sigma(\xi, \tau) \end{aligned}\right\} \quad (2.1)$$

Nadalje preslikamo po Laplaceu enačbe polja in mejne pogoje, pri čemer upoštevamo tudi privzete začetne pogoje. Iz sistema parcialnih enačb dobimo po tej poti sistem navadnih diferencialnih enačb:

$$\left.\begin{aligned} \Theta'' &= s\left(\Theta + \frac{\gamma T_0}{c\,t_K} U'\right) - a\,p\,h\,exp(-p\xi)\,I \\ U'' &= s^2 U + f\,\Theta' \qquad \xi > 0 \\ b^2 U'' &= s^2 U \qquad \xi < 0 \end{aligned}\right\} \quad (2.2),$$

katerih rešitve morajo zadoščati preslikavam mejnih pogojev:

$$\left.\begin{aligned} &\Theta'(+0, s) = 0 \\ &U(+0, s) = U(-0, s) \\ &U'(+0, s) - f\,\Theta(+0, s) = K\,b\,U'(-0, s) \end{aligned}\right\} \quad (2.3).$$

Sistem dobljenih diferencialnih enačb je medsebojno povezan; z eliminiranjem mu lahko priredimo dve diferencialni enačbi četrte stopnje za vsako od spremenljivk. Reševanje enačb se tako precej zaplete. Pri reševanju sorodnega sistema enačb (brez izvorovnega člena) pa sta Boley in Tolins [7] ugotovila, da vezni člen $T_0/(c\,t_K)\cdot U'$ v enačbi za temperaturno polje ne vpliva bistveno na rešitev, razen v primeru študija dušenja elastičnih valov. Če ta člen izpustimo, lahko sistem enačb rešujemo postopoma, tako da najprej rešimo enačbo za temperaturo, nato pa dobljeno rešitev kot izvor vstavimo v enačbo, ki popisuje širjenje mehanske motnje v termoelastičnem sredstvu.

V skladu s tem bomo najprej poiskali rešitev transformirane enačbe za prevajanje toplote:

$$\Theta'' = s\,\Theta - a\,p\,h\,exp(-p\,\xi)\,I \quad (2.4).$$

Transformiranko zapišemo kot vsoto rešitve pripadajoče homogene enačbe in partikularne rešitve nehomogene enačbe:

$$\Theta = \Theta_h + \Theta_p \quad (2.5),$$

pri čemer lahko homogeno rešitev zapišemo kot:

$$\Theta_h = A(s)\exp(-\sqrt{s}\,\xi)\,I(s) \quad (2.6),$$

medtem ko partikularno rešitev pri danem nehomogenem členu poiščemo z nastavkom:

$$\Theta_p = A_p(s)\exp(-p\xi)\,I(s) \quad (2.7).$$

Če vstavimo zgornji nastavek v enačbo (2.4), dobimo za konstanto $A_p(s)$ vrednost:

$$A_p(s) = \frac{a\,p\,h}{s - p^2} \quad (2.8),$$

s čimer je tudi že določena partikularna rešitev. Konstanto $A(s)$ in s tem homogeno rešitev dobimo, če upoštevamo, da mora celotna rešitev ustrezati mejnemu pogoju. Tako dobimo:

$$A(s) = \frac{p}{\sqrt{s}} A_p(s) \quad (2.9),$$

tako da lahko transformiranko temperaturnega polja zapišemo v obliki:

$$\Theta(\xi, s) = \frac{a\,p\,h}{s - p^2}\left[\exp(-p\xi) - \frac{p}{\sqrt{s}}\exp\left(-\sqrt{s}\xi\right)\right] I(s) \quad (2.10).$$

Temperaturno polje dobimo z obratno Laplaceovo transformacijo. Iz njene lastnosti izhaja, da lahko obrat produkta zapišemo kot konvolucijo obratov posameznih faktorjev. V našem primeru vzamemo za enega od faktorjev transformacijo vpadlega svetlobnega toka $I(s)$ in zapišemo:

$$T(\xi, \tau) = G_T * i = \int_0^\tau G_T(\xi, \tau - y)\,i(y)\,dy \quad (2.11),$$

s čimer smo funkcijo $G_T(\xi, \tau)$ vpeljali kot Greenovo funkcijo za temperaturo. Izračun obrata Laplaceove transformacije [11] kaže, da je Greenova funkcija za primer globinske absorpcije svetlobnega pulza enaka:

$$G_T(\xi, \tau) = a\,p\,h\left[\exp(p^2\tau - p\xi) + \frac{1}{2}\exp\left(-\frac{\xi^2}{4\tau}\right) \times \right.$$

$$\left. \times \left(E\left(\frac{\xi}{2\sqrt{\tau}} + p\sqrt{\tau}\right) - E\left(\frac{\xi}{2\sqrt{\tau}} - p\sqrt{\tau}\right)\right)\right] \quad (2.12).$$

Kot funkcijo $E(x)$ smo tu označili zmnožek:

$$E(x) = \exp(x^2)\,\mathrm{erfc}(x) \quad (2.13),$$

v katerem je $\mathrm{erfc}(x)$ kofunkcija pogreškov [12].

Zdaj, ko poznamo $\Theta(\xi, s)$ oziroma $\Theta(\xi, s)$, lahko začnemo reševati transformirane enačbe za odmik. Tudi v tem primeru zapišemo splošno rešitev kot vsoto homogene in partikularne:

$$U = U_h + U_p \qquad (2.14)$$

in iščemo partikularno rešitev v polprostoru $\xi > 0$ z nastavkom:

$$U_p = \left(B_p(s)\exp(-p\xi) + C_p(s)\exp(-\sqrt{s}\xi)\right)I(s) \qquad (2.15).$$

Ta nastavek vstavimo v enačbo (2.2.) in s primerjanjem določimo konstanti B_p in C_p:

$$B_p = \frac{fpA_p(s)}{s^2 - p^2} \qquad C_p = -\frac{fpA_p(s)}{s(s-1)} \qquad (2.16).$$

Rešitev pripadajoče homogene enačbe zapišemo v obliki:

$$\left.\begin{aligned} U_h &= I(s)\,C(s)\exp(-s\xi) & \xi > 0 \\ U_h &= I(s)\,C_1(s)\exp(+s\xi/b) & \xi < 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2.17),$$

pri čemer bomo konstanti C in C_1 določili tako,da bo celotna rešitev zadoščala mejnima pogojema (2.3). V tako izbrani formulaciji se mejna pogoja glasita:

$$\left.\begin{aligned} C(s)I(s) + U_p(0, s) &= C_1(s)I(s) \\ -sC(s)I(s) + U_p'(0, s) - f\Theta(0, s) &= KsC_1(s)I(s) \end{aligned}\right\} \qquad (2.18).$$

Od tod izhaja v splošnem, ne glede na obliko partikularne rešitve:

$$\left.\begin{aligned} CI &= \frac{1}{(1+K)s}\left(U_p'(0,s) - f\Theta(0,s) - KsU_p(0,s)\right) \\ C_1I &= \frac{1}{(1+K)s}\left(U_p'(0,s) - f\Theta(0,s) - sU_p(0,s)\right) \end{aligned}\right\} \qquad (2.19).$$

Za izračunano partikularno rešitev, ki jo še enkrat zapišemo v kompaktni obliki:

$$U_p(\xi, s) = \frac{ap^2fh}{s-p^2}\left[\frac{\exp(-p\xi)}{s^2-p^2} - \frac{\exp(-\sqrt{s}\xi)}{s(s-1)}\right]I(s) \qquad \xi > 0$$

$$(2.20),$$

pa za zgornji konstanti dobimo vrednosti:

$$\left.\begin{aligned} C(s) &= \frac{1}{(1+K)}\,\frac{ap^2fh}{s-p^2}\left[\frac{1}{\sqrt{s}(s-1)} - \frac{s}{p(s^2-p^2)} - \frac{K}{s^2-p^2} + \right. \\ &\left. + \frac{K}{s(s-1)}\right] \\ C_1(s) &= \frac{1}{(1+K)}\,\frac{ap^2fh}{s-p^2}\,\frac{1}{s(\sqrt{s}+1)} - \frac{1}{p(s+p)} \end{aligned}\right\} \qquad (2.21).$$

S tem je določena splošna rešitev za transformiranko odmika. Tako kot temperaturno polje dobimo tudi polje odmikov z obratno Laplaceovo transformacijo. Z vpeljavo Greenove funkcije za odmik $G_u(\xi, \tau)$ lahko rešitev formalno zapišemo v obliki:

$$u(\xi, \tau) = G_u * i = \int_0^\tau G_u(\xi, \tau - y)\,i(y)\,dy \qquad (2.22),$$

iz izrazov (2.14), (2.17) in (2.20) pa izhaja, da je funkcija $G_u(\xi, \tau)$ enaka obratu funkcije:

$$\left.\begin{aligned} G_u(\xi, \tau) &= L^{-1}\,C(s)\exp(-s\xi) + \frac{ap^2fh}{s-p^2}\left(\frac{\exp(-p\xi)}{s^2-p^2} - \right. \\ &\left. - \frac{\exp(-\sqrt{s}\xi)}{s(s-1)}\right) & \xi > 0 \\ G_u(\xi, \tau) &= L^{-1}\,C_1(s)\exp(+s\xi/b) & \xi < 0 \end{aligned}\right\}$$

$$(2.23).$$

Poleg polja odmikov od ravnovesne lege nas zanima tudi nastalo napetostno polje. S tem, da vpeljemo še Greenovo funkcijo za napetost $G_\sigma(\xi, \tau)$, lahko napetostno polje formalno zapišemo v obliki:

$$\sigma(\xi, \tau) = G_\sigma * i = \int_0^\tau G(\xi, \tau - y)\,i(y)\,dy \qquad (2.24).$$

Greenovo funkcijo za napetost lahko izrazimo z Greenovima funkcijama za odmik in temperaturo:

$$\left.\begin{aligned} G_\sigma(\xi, \tau) &= \frac{Z}{t_K}\left(G_u'(\xi, \tau) - f\,G_T(\xi, \tau)\right) & \xi > 0 \\ G_\sigma(\xi, \tau) &= \frac{Z_1 b}{t_K}\,G_u'(\xi, \tau) & \xi < 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2.25).$$

Podroben izračun Greenovih funkcij za pomik in napetost je prikazan v [11], kjer sta podana tudi izraza za limiti obeh funkcij pri vrednosti parametra $p = 1$. Če nas zanimata velikost in oblika nastale mehanske motnje daleč vstran od mejne ploskve, je primerno skušati poiskati asimptotično obliko za izračunane Greenove funkcije, ki so v splošni obliki nekoliko zapletene in nepregledne. V tem primeru je ugodno opazovati obliko nastale motnje kot funkcijo reduciranega časa $\tau_1 = \tau - \xi$, kar pomeni, da se naš koordinatni sistem pomika s hitrostjo zvoka vzporedno z mehanskim valom. Z limitnim postopkom pridemo do naslednjih dveh asimptotičnih izrazov za Greenovi funkciji pomika in napetosti:

$$G_u(\tau_1) = afh\,\frac{\exp(p\tau_1)}{2(1-p)} - \frac{p^2}{1-p^2}\exp(\tau_1) \qquad \tau_1 < 0$$

$$G_u(\tau_1) = afh\,\frac{1-K}{1+K}\,\frac{\exp(-p\tau_1)}{2(1+p)} + \frac{1}{1+K}\times$$

$$\times\left[K + \frac{p^2}{1-p^2}\left(E(p\sqrt{\tau_1}) - pE(\sqrt{\tau_1})\right)\right] \qquad \tau_1 > 0 \tag{2.26}$$

$$G_\sigma(\tau_1) = \frac{Zafh}{t_K}\,\frac{p^2}{1-p^2}\exp(\tau_1) - \frac{p}{2(1-p)}\exp(p\tau_1) \qquad \tau_1 < 0$$

$$G_\sigma(\tau_1) = \frac{Zafh}{t_K}\,\frac{1}{1+K}\left(\frac{p^2}{1-p^2}\left(E(\sqrt{\tau_1}) - pE(p\sqrt{\tau_1})\right)\right) +$$

$$+ \frac{(1-K)p}{2(1+p)}\exp(-p\tau_1) \qquad \tau_1 > 0 \tag{2.27}$$

Zgornja izraza pomenita glavni rezultat dela in dajeta osnovo za izračun oblike mehanskih motenj pri vzbujanju s končno dolgimi svetlobnimi impulzi na realnih telesih, npr. plasteh.

3. SKLEP

V prispevku je prikazan razvoj enodimenzionalnega modela optičnega vzbujanja termoelastičnih valov. Model sestavljajo enačbe dinamične termoelastičnosti in eksaktni toplotni in mehanski mejni pogoji. Z uporabo Laplaceove transformacije je izpeljana splošna rešitev privzetega sistema parcialnih diferencialnih enačb. Podana je z eksaktnimi analitičnimi izrazi za Greenove funkcije za temperaturo, pomik in mehansko napetost v trdni snovi, ki jo osvetlimo s kratkotrajnim svetlobnim sunkom. Za Greenovi funkciji pomika in mehanske napetosti sta izpeljana tudi asimptotična izraza, ki omogčata tudi opis širjenja nastale mehanske motnje daleč vstran od mejne ploskve. Tako je podana osnova za različne možne izračune časovno spremenljivih polj temperature, pomika in mehanske napetosti, s katerimi je mogoče preveriti veljavnost obravnavanega matematičnega modela z eksperimentalnimi rezultati. S tem pa se bistveno povečajo tudi možnosti praktične uporabe optičnega vzbujanja termoelastičnih valov na področju neporušnih preiskav materialov ter raziskav različnih površinskih procesov na kovinah in drugih materialih. Numerični izračuni ter primerjave med teoretičnimi in eksperimentalnimi rezultati bodo predstavljeni v drugem delu prispevka.

4. LITERATURA

[1] Pao, Y.H. (Ed.): Optoacoustic Spectrosocopy and Detection. Academic Press. New York. 1977.

[2] Rosencwaig, A.: Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. Wiley. New York. 1980.

[3] Bell, A.G.: Upon the Production of Sound by Radiant Energy. Am. J. Sci. 21. 1981. str. 463.

[4] Scruby, C.B.: Some Applications of Laser. Ultrasonics 27. 1989. str. 195.

[5] Danilovskaja, V.I.: Thermal Stresses in Anelastic Halfspace due to Sudden Heating on the Surface. Prikl. Mat. Meh. 14. 1950. str. 316.

[6] Michaels, J.E.: Thermally Induced Elastic Wave Propagation in Slender Bars. Proc. Third US Nat. Con. Appl. Mech. ASMB. New York 1958. str. 209.

[7] Boley, B.A.–Tolins, I.S.: Transient Coupled Thermoelastic Boundary Value Problems in the Half Space. J. Appl. Mech. 29. 1962. str. 637.

[8] White, R.M.: Generation of Elastic Waves by Transient Surface Heating. J. Appl. Phys. 34. 1963. str. 3559.

[9] Achenbach, J.D.: Wave Propagation in Elastic Solids. Noth Holland. Amsterdam. 1973.

[10] Chandrasekharaiah, D.S.: Thermoelasticity with Second Sound. Appl. Mech. Rev. 39. 1986. str. 355.

[11] Možina, J.: Akustična emisija pri absorpciji svetlobe na površini kovin. Doktorska disertacija. Fakulteta za strojništvo. Ljubljana. 1980.

[12] Abramowitz, M.–Stegun, I.: Handbook of Mathematical Functions. Dover Publ.. New York. 1970.

Avtorjev naslov: prof. dr. Janez Možina, dipl. inž.
Fakulteta za strojništvo, Ljubljana

Prejeto: 25.4.1991 Recenzirano: 28.10.1991