УДК 534.2: 537.622.4

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ

Е.В. Голубев, С.Ю. Гуревич

В работе рассматривается решение уравнения термоупругости в пространстве, ограниченном двумя параллельными плоскостями, свободными от напряжений. Решение задачи, учитывающее проникновение оптического излучение в вещество, получено в виде интегрального представления для осесимметричного распределения интенсивности в падающем оптическом излучении. Ферромагнитные свойства пластины учитываются температурной зависимостью коэффициента теплового расширения в окрестности магнитного фазового перехода.

Значительную долю продукции отечественной металлургической промышленности составляет листовой прокат из различных ферромагнитных металлов и сплавов. Улучшение качества выпускаемой продукции позволит, в конечном счете, увеличить срок службы машин и механизмов, снизить их материало- и энергоемкость, повысить производительность труда. Акустические методы контроля качества продукции хорошо зарекомендовали себя в условиях промышленности благодаря тому, что они являются неповреждающими. Кроме того, ультразвуковые волны обладают способностью при сравнительно невысоких энергиях проникать на значительные, по сравнению с другими видами излучений, расстояния вглубь различных металлов и в значительной мере отражаться от границ раздела сред с различными акустическими свойствами. Экономически целесообразным является применение методов контроля при высоких температурах поскольку затраты энергии для исправления дефектов, в этом случае, минимальны.

Для возбуждения акустических колебаний в условиях промышленного производства используются преимущественно бесконтактные методы, использующие механизм электромагнитно-акустического или оптико-акустического преобразования. Препятствием к внедрению лазеров в качестве источников ультразвука на этапе контроля продукции является отсутствие теоретической базы для описания нелинейности в процессе трансформации энергии оптического импульса в энергию акустических волн в ферромагнитном металле при температурах, близких к температуре магнитного фазового перехода. Поглощение оптического импульса приводит к быстрому локальному нагреванию среды, ее расширению и возникновению упругих волн. Как показано в работах [1, 2] необходимо, для описания данных наблюдения, учитывать при теоретическом рассмотрении температурную зависимость параметров среды. К настоящему моменту учет зависимости коэффициента теплового расширения от температуры был произведен при расчете характеристик основных типов акустических волн, возникающих в упругом полупространстве (продольные, поперечные и рэлеевские волны). Для образцов конечных размеров, таких как пластина, результаты таких исследований не могут быть использованы, поскольку возникающие в них нормальные колебания отличаются дискретным спектром и наличием дисперсии, а, следовательно, обладают и своими особенностями.

Данная работа посвящена решению задачи динамической термоупругости для бесконечной упругой пластины и выделению в поле деформаций слагаемых, описывающих волны Лэмба, которые возникают вследствие действия импульса оптического излучения.

Решение поставленной задачи формулируется в виде несвязанной системы уравнений термоупругости и состоит из двух этапов. Первое, необходимо определить температурное поле в однородной пластине, возникающее вследствие действия импульсного проникающего излучения с помощью уравнения теплопроводности. На втором этапе, при решении системы уравнений движения, учитывается изменение коэффициента теплового расширения ферромагнетика, что будет определять распределение термоупругих источников нормальных волн по объему пластины.

Выберем цилиндрическую систему координат, вдоль оси z которой распространяется импульсное излучение с распределением интенсивности $I(r,t)$. Бесконечная однородная пластина, поглощающая излучение, занимает область $z \in [0,h]$, где h – толщина пластины.

Первая часть решения задачи о термоупругом возбуждении нормальных волн в пластине состоит в решении уравнения теплопроводности для области, занимаемой упругой средой приведена в работе [3]. Решение задачи в виде образа, учитывающее проникновение оптического излучение в вещество и время релаксации теплового потока, может быть представлено следующим выражением:

$$\tilde{T}^*(\lambda,z,\omega) = \frac{A\mu(1+i\omega t_r)\tilde{I}^*(\lambda,\omega)}{2\lambda_q\beta_q^2}\frac{e^{\beta_q z}+e^{-\beta_q z}}{e^{\beta_q h}-e^{-\beta_q h}}\left[\frac{\beta_q e^{\beta_q h}+\mu e^{-\mu h}}{\mu+\beta_q}+\frac{\beta_q e^{-\beta_q h}-\mu e^{-\mu h}}{\mu-\beta_q}\right]+$$
$$+\frac{A\mu(1+i\omega t_r)\tilde{I}^*(\lambda,\omega)}{2\lambda_q\beta_q}\left[\frac{-\beta_q e^{-\beta_q z}+\mu e^{-\mu z}}{\mu-\beta_q}-\frac{\beta_q e^{\beta_q z}+\mu e^{-\mu z}}{\mu+\beta_q}\right], \tag{1}$$

где T – избыточная температура; $A=1-R$; R – коэффициент отражения оптического излучения по энергии; μ – коэффициент поглощения; $i=\sqrt{-1}$; λ_q – теплопроводность; t_r – время релаксации теплового потока; λ – параметр преобразования Бесселя; ω – круговая частота; a – коэффициент температуропроводности среды; $\beta_q^2 = \lambda^2 + i\omega/a - t_r\omega^2/a$, знак «~» обозначает преобразование Бесселя по пространственной координате r, а знак «*» – преобразование Фурье по времени t.

Проводя обратное преобразование Фурье–Бесселя по формуле

$$T(r,z,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_0^{\infty}\tilde{T}^*(\lambda,z,\omega)J_0(\lambda r)\lambda\,d\lambda\right]\exp(i\omega t)\,d\omega\,, \tag{2}$$

где J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, получаем функцию, действительная часть которой описывает распределение температуры в однородной пластине. В работе [3] также получено выражение для оценки максимальной избыточной температуры в полупространстве и толстых пластинах, обусловленной действием проникающего излучения с гауссовым временным и пространственным профилем распределения интенсивности.

Изменение температуры в области пространства, занимаемой ферромагнитной пластиной, приводит к возникновению термоакустических источников. Поскольку величина смещения частиц среды определяется коэффициентом теплового расширения, который в свою очередь считается зависящим от температуры, то интенсивность источников акустических волн не пропорциональна избыточной температуре. Для определения поля вектора деформации $\vec{u}(r,z,t)$ рассмотрим уравнение движения упругой среды [4, 5]

$$c_2^2\Delta\vec{u} + (c_1^2-c_2^2)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\vec{u} = \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} + (3-4c_2^2/c_1^2)c_1^2\alpha_T\,\mathrm{grad}\,T\,. \tag{3}$$

Уравнение движение упругой среды может быть записано через потенциалы Ламэ в виде двух дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}-\frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = f(r,z,t)\,, \tag{4}$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}-\frac{\psi}{r^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}-\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0\,, \tag{5}$$

где c_1, c_2 – скорости распространения продольных и поперечных волн соответственно; ψ – отличная от нуля компонента векторного потенциала. Такая запись позволяет учесть изменение коэффициента теплового расширения α_T с температурой в правой части уравнения (4)

$$f(r,z,t) = (3-4c_2^2/c_1^2)\left[\alpha_T(T_0)T(r,z,t) + \int_0^{T(r,z,t)}\left(\alpha_T(T_0+T)-\alpha_T(T_0)\right)dT\right], \tag{6}$$

где T_0 – равновесная температура, $T(r,z,t)$ – поле избыточной температуры в среде. Формула (6) существенно точнее описывает процесс неравномерного расширения упругой среды при увеличении температуры в данном приближении, по сравнению с формулой, используемой ранее в работах [1, 2], где $f(r,z,t) = (3-4\gamma^2)\alpha_T(T_0+T)\cdot T(r,z,t)$, $\gamma = c_1/c_2$.

Решение уравнений (4) и (5) получаем с помощью интегрального преобразования Фурье по времени и преобразования Бесселя по пространственной координате, причем уравнение (4) преобразуется по функции J_0, а уравнение (5) по функции J_1, что обусловлено видом левых частей соответствующих уравнений. Получаем

$$\frac{\partial^2\tilde{\Phi}^*}{\partial z^2} - \beta_1^2\tilde{\Phi}^* = \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega),\quad \beta_1^2 = \lambda^2 - \omega^2/c_1^2, \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2\tilde{\psi}^*}{\partial z^2} - \beta_1^2\tilde{\psi}^* = 0,\quad \beta_2^2 = \lambda^2 - \omega^2/c_2^2\,. \tag{8}$$

Решения уравнений (7) и (8) можно записать в виде

$$\tilde{\Phi}^*(\lambda,z,\omega) = \left[B_1 + \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega)\exp(-\beta_1 z)dz\right]\exp(\beta_1 z) + \left[B_2 + \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega)\exp(\beta_1 z)dz\right]\exp(-\beta_1 z)\,, \tag{9}$$

$$\tilde{\Psi}^*(\lambda,z,\omega) = B_3\exp(-\beta_2 z) + B_4\exp(\beta_2 z)\,, \tag{10}$$

где неизвестные функции B_i, определяющие решение нашей задачи необходимо получить, используя граничные условия, которые заключаются в отсутствии напряжений на гранях пластины.

Выражения для образов компонент тензора напряжений, имеющие вид

$$\tilde{\sigma}_{zz}^* = \rho c_2^2\left[\left(\lambda^2+\beta_2^2\right)\tilde{\Phi}^* + 2\lambda\frac{\partial\tilde{\psi}^*}{\partial z}\right], \tag{11}$$

$$\tilde{\sigma}_{rz}^* = \rho c_2^2\left[-2\lambda\frac{\partial\tilde{\Phi}^*}{\partial z} - \left(\lambda^2+\beta_2^2\right)\tilde{\psi}^*\right], \tag{12}$$

должны обращаться в ноль при $z=0$ и $z=h$. В результате получаем систему из четырех уравнений относительно неизвестных функций $B_i(\lambda,\omega)$, расширенная матрица которой выглядит следующим образом

$$\begin{bmatrix} \lambda^2+\beta_2^2 & \lambda^2+\beta_2^2 & -2\lambda\beta_2 & 2\lambda\beta_2 & 0 \\ 2\lambda\beta_1 & -2\lambda\beta_1 & \lambda^2+\beta_2^2 & \lambda^2+\beta_2^2 & 0 \\ (\lambda^2+\beta_2^2)e^{\beta_1 h} & (\lambda^2+\beta_2^2)e^{-\beta_1 h} & -2\lambda\beta_2 e^{-\beta_2 h} & 2\lambda\beta_2 e^{\beta_2 h} & (\lambda^2+\beta_2^2)F_3 \\ 2\lambda\beta_1 e^{\beta_1 h} & -2\lambda\beta_1 e^{-\beta_1 h} & (\lambda^2+\beta_2^2)e^{-\beta_2 h} & (\lambda^2+\beta_2^2)e^{\beta_2 h} & 2\lambda\beta_1 F_4 \end{bmatrix}, \tag{13}$$

где

$$F_3 = -\frac{1}{\beta_1}\left[\mathrm{sh}(\beta_1 h)\int_0^h \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega)\mathrm{ch}(\beta_1 z)dz - \mathrm{ch}(\beta_1 h)\int_0^h \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega)\mathrm{sh}(\beta_1 z)dz\right], \tag{14}$$

$$F_4 = -\frac{1}{\beta_1}\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)\int_0^h \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega)\mathrm{ch}(\beta_1 z)dz - \mathrm{sh}(\beta_1 h)\int_0^h \tilde{f}^*(\lambda,z,\omega)\mathrm{sh}(\beta_1 z)dz\right]. \tag{15}$$

Обозначая Det_i определители основной матрицы системы с заменой i-го столбца столбцом свободных членов ($i=4$), получаем выражения для неизвестных функций B_i:

$$B_1 = \frac{Det_0}{Det_4};\quad B_2 = \frac{Det_1}{Det_4};\quad B_3 = \frac{Det_2}{Det_4};\quad B_4 = \frac{Det_3}{Det_4}, \tag{16}$$

где

$$Det_0 = \left[(\lambda^2+\beta_2^2)^4 F_3 + 4\lambda^2\beta_1^2\beta_2^2 F_4\right]\left(e^{\beta_2 h} - e^{-\beta_2 h}\right) -$$
$$-4\lambda^2\beta_1\beta_2(\lambda^2+\beta_2^2)^2(F_4+F_3)\left(e^{\beta_2 h} + e^{-\beta_2 h} - 2e^{-\beta_1 h}\right), \tag{17}$$

$$Det_1 = -\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^4 F_3 - 4\lambda^2\beta_1^2\beta_2^2 F_4 \right]\left(e^{\beta_2 h} - e^{-\beta_2 h} \right) +$$
$$+4\lambda^2\beta_1\beta_2(\lambda^2+\beta_2^2)^2(F_4-F_3)\left(e^{\beta_2 h} + e^{-\beta_2 h} - 2e^{\beta_1 h} \right), \qquad (18)$$

$$Det_2 = -4\lambda\beta_1(\lambda^2+\beta_2^2)\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^2 F_3 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2 F_4 \right] e^{\beta_2 h} +$$
$$+2\lambda\beta_1(\lambda^2+\beta_2^2)\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2 \right](F_4+F_3)e^{-\beta_1 h} -$$
$$-2\lambda\beta_1(\lambda^2+\beta_2^2)\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^2 + 4\lambda^2\beta_1\beta_2 \right](F_4-F_3)e^{\beta_1 h}, \qquad (19)$$

$$Det_3 = 4\lambda\beta_1(\lambda^2+\beta_2^2)\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^2 F_3 + 4\lambda^2\beta_1\beta_2 F_4 \right] e^{-\beta_2 h} +$$
$$+2\lambda\beta_1(\lambda^2+\beta_2^2)\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2 \right](F_4-F_3)e^{\beta_1 h} -$$
$$-2\lambda\beta_1(\lambda^2+\beta_2^2)\left[(\lambda^2+\beta_2^2)^2 + 4\lambda^2\beta_1\beta_2 \right](F_4+F_3)e^{-\beta_1 h}, \qquad (20)$$

$$Det_4 = 4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]\times\left[4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) \right]\times$$
$$\times\left[4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) \right]. \qquad (21)$$

Уравнение $Det_4 = 0$, где Det_4 – определитель основной матрицы системы, дает дисперсионное уравнение для нормальных волн, поддерживаемых упругой пластиной, или волн Лэмба. Из четырех сомножителей только два могут обращаться в ноль, и они дают отдельные характеристические уравнения для определения фазовой скорости симметричных

$$4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) = (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) \qquad (22)$$

и антисимметричных мод

$$4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) = (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2)\,. \qquad (23)$$

Приведем окончательные выражения для образов проекций вектора деформации на границе пластины, соответствующей $z=0$

$$\tilde{u}_r^*(\omega,\lambda) = -\lambda\left[B_1+B_2\right] + \beta_2\left[B_3-B_4\right] = \frac{8\lambda\beta_1\beta_2(\lambda^2-\beta_2^2)}{4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$
$$\times\frac{\left((\lambda^2-\beta_2^2)^2\mathrm{sh}(\beta_1 h) - 4\lambda^2\beta_1\beta_2\mathrm{sh}(\beta_2 h) \right)F_4 - (\lambda^2-\beta_2^2)^2\left(\mathrm{ch}(\beta_1 h)-\mathrm{ch}(\beta_2 h)\right)F_3}{\left[4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) \right]\left[4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) \right]}, \qquad (24)$$

$$\tilde{u}_z^*(\omega,\lambda) = \beta_1\left[B_1-B_2\right] + \lambda\left[B_3+B_4\right] = \frac{4\beta_1(\beta_2^4-\lambda^4)}{4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$
$$\times\frac{\left((\lambda^2+\beta_2^2)^2\mathrm{sh}(\beta_2 h) - 4\lambda^2\beta_1\beta_2\mathrm{sh}(\beta_1 h) \right)F_3 + 4\lambda^2\beta_1\beta_2\left(\mathrm{ch}(\beta_1 h)-\mathrm{ch}(\beta_2 h)\right)F_4}{\left[4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) \right]\left[4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) \right]}. \qquad (25)$$

Обратное преобразование Бесселя от (24) и (25) позволяет получить выражение для спектральной плотности импульсов волн Лэмба, возбуждаемых импульсным оптическим излучением в ферромагнитной пластине. Подынтегральные выражения обладают особенностями – полюсами, сумма вычетов в которых и определяет спектральную плотность акустических импульсов, которая, вследствие дисперсии, определяется не только распределением термооптических источников по пластине, но и расстоянием от зоны возбуждения звука

$$u_r^*(\omega,r) = \int_0^\infty \tilde{u}_r^*(\omega,\lambda)\lambda J_1(\lambda r)d\lambda = \sum_{\lambda_s}\frac{8\lambda\beta_1\beta_2(\lambda^2-\beta_2^2)}{4\left[\mathrm{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\mathrm{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$
$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2-\beta_2^2)^2\mathrm{sh}(\beta_1 h) - 4\lambda^2\beta_1\beta_2\mathrm{sh}(\beta_2 h) \right)F_4 - (\lambda^2-\beta_2^2)^2\left(\mathrm{ch}(\beta_1 h)-\mathrm{ch}(\beta_2 h)\right)F_3\right]\lambda J_1(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) \right)\dfrac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\,\mathrm{th}(\beta_1 h/2) - (\lambda^2+\beta_2^2)\,\mathrm{th}(\beta_2 h/2) \right)} +$$

$$+\sum_{\lambda_a}\frac{8\lambda\beta_1\beta_2(\lambda^2-\beta_2^2)}{4\left[\operatorname{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\operatorname{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$

$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2-\beta_2^2)^2\operatorname{sh}(\beta_1 h)-4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{sh}(\beta_2 h)\right)F_4-(\lambda^2-\beta_2^2)^2\left(\operatorname{ch}(\beta_1 h)-\operatorname{ch}(\beta_2 h)\right)F_3\right]\lambda J_1(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{th}(\beta_1 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\operatorname{th}(\beta_2 h/2)\right)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{th}(\beta_2 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\operatorname{th}(\beta_1 h/2)\right)},\qquad(26)$$

$$u_z^*(\omega,r)=\int_0^\infty\tilde{u}_z^*(\omega,\lambda)\lambda J_0(\lambda r)d\lambda=\sum_{\lambda_s}\frac{4\beta_1(\beta_2^4-\lambda^4)}{4\left[\operatorname{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\operatorname{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$

$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2+\beta_2^2)^2\operatorname{sh}(\beta_2 h)-4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{sh}(\beta_1 h)\right)F_3+4\lambda^2\beta_1\beta_2\left(\operatorname{ch}(\beta_1 h)-\operatorname{ch}(\beta_2 h)\right)F_4\right]\lambda J_0(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{th}(\beta_2 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\operatorname{th}(\beta_1 h/2)\right)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{th}(\beta_1 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\operatorname{th}(\beta_2 h/2)\right)}+$$

$$+\sum_{\lambda_a}\frac{4\beta_1(\beta_2^4-\lambda^4)}{4\left[\operatorname{ch}(\beta_1 h)+1\right]\left[\operatorname{ch}(\beta_2 h)+1\right]}\times$$

$$\times\frac{\left[\left((\lambda^2+\beta_2^2)^2\operatorname{sh}(\beta_2 h)-4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{sh}(\beta_1 h)\right)F_3+4\lambda^2\beta_1\beta_2\left(\operatorname{ch}(\beta_1 h)-\operatorname{ch}(\beta_2 h)\right)F_4\right]\lambda J_0(\lambda r)}{\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{th}(\beta_1 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\operatorname{th}(\beta_2 h/2)\right)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(4\lambda^2\beta_1\beta_2\operatorname{th}(\beta_2 h/2)-(\lambda^2+\beta_2^2)\operatorname{th}(\beta_1 h/2)\right)}.\qquad(27)$$

При $h\to\infty$ (полупространство) выражения (26) и (27) дают спектр рэлеевских волн в более общем случае объемного поглощения электромагнитного излучения, чем рассматриваемый в [2], где предполагается, что тепловыделение происходит только на поверхности полупространства.

Обратное преобразование Фурье функций (26) и (27) позволяет рассчитать смещение точек поверхности пластины в зависимости от времени и расстояния от места возбуждения. Основная сложность при численной оценке величины смещений и расчете характеристик акустических импульсов заключается в вычислении функций F_3 и F_4 по формулам (14) и (15) и решении дисперсионных уравнений (22), (23). Результаты численного моделирования по конечным выражениям для температурного поля (2) и акустического поля (26) и (27) будут представлены и проанализированы в следующей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках технического задания № 01.09.04Ф.

Литература

1. Исследование влияния магнитного фазового перехода на спектр акустических импульсов, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнетике/ С.Ю. Гуревич, Ю.В. Петров, К.В. Прокопьев, А.А. Шульгинов// Акустический журнал. – 1999. – Т. 45. – № 4. – С. 497–501.

2. Голубев Е.В., Гуревич С.Ю., Петров Ю.В. Лазерная генерация поверхностных акустических волн в ферромагнитном металле// Физика металлов и металловедение. – 2004. – Т. 97. – № 2. – С. 8–12.

3. Александров А.Н., Голубев Е.В. Нагрев бесконечной металлической пластины импульсным лазерным излучением// Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика, физика, химия». – 2005. – Вып. 5. – № 2(42). – С. 80–85.

4. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 872 с.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Теоретическая физика. – М.: Наука, 1987. – Т. VII. – 248 с.

Поступила в редакцию 14 сентября 2005 г.