УДК 620.179.16

ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛАСТИНАХ

С.Ю. Гуревич, К.Б. Хабиров

В данной работе рассматривается математическая модель, описывающая процесс лазерной генерации волн Лэмба в ферромагнитной металлической пластине. Приведена система уравнений термоупругости с учетом конечного времени релаксации теплового потока.

Ультразвуковые акустические волны имеют широкой спектр применений: неразрушающий контроль [1] и оценка остаточного ресурса готовых изделий, определение упругих постоянных и других физических характеристик материалов [2, 3]. Ферромагнитные металлы составляют значительную часть материалов, используемых в производстве и научных исследованиях. Большинство изучаемых объектов обладают поверхностями, что позволяет использовать поверхностные акустические волны (волны Рэлея, Лэмба и др.) для получения новых научных данных и выявления дефектов [4]. В настоящее время сильно возросла роль ресурсосберегающих технологий, которые требуют оценки качества изделия на стадии производства. Горячий передел металла осуществляется, в основном, при температуре магнитного фазового перехода (точка Кюри), когда происходит резкое изменение физических параметров металла. При высоких температурах одним из эффективных способов возбуждения ультразвука является бесконтактный метод лазерной генерации. Поверхностные акустические волны возможно возбуждать и принимать на произвольном участке поверхности образца, распределением интенсивности в падающем лазерном пучке можно управлять видом спектра возбуждаемого акустического поля [5], что позволяет получать информацию о разнообразных приповерхностных дефектах [6] и о структуре ферромагнетика.

При поглощении короткого лазерного импульса поверхностным слоем металла, за счет быстрого повышения температуры в зоне облучения, возникают акустические волны. Нагрев металла может быть настолько существенным, что вызовет изменение теплофизических параметров среды, которые определяют характеристики возбуждаемых акустических импульсов. Процесс термоакустического преобразования, в этом случае, становится нелинейным. Решение задачи о термоупругом возбуждении акустических волн в металлах лазерным импульсом хорошо известно [7, 8]. Линейное приближение теории теплового возбуждения звука в твердых телах достаточно хорошо описывает явление для обычных металлов. Особенность задачи о термооптической генерации акустических волн в ферромагнетике состоит в том, что при температуре магнитного фазового перехода (точка Кюри) происходит резкое изменение физических свойств. Как показано в работах [9, 10], учет изменения температурного коэффициента линейного расширения (ТКЛР) ферромагнетика дает определяющий вклад в параметры возбуждаемых объемных акустических волн и волн Рэлея, если температура ферромагнетика близка к точке Кюри. Если ферромагнитный образец представляет собой достаточно тонкую пластину (толщина не более длины акустической волны), то в ней возникает сложное акустическое поле, представляющее собой сумму нормальных колебаний (или мод) - волн Лэмба. Данная работа посвящена построению теоретической модели лазерной генерации волн Лэмба в ферромагнитной пластинке, учитывающей изменение коэффициента линейного расширения в процессе возбуждения акустического поля.

Для определения распределения температуры в неограниченной пластине толщиной R, рассмотрим симметричную задачу о нагреве пластины толщиной $2R$. Согласно [11], уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{\partial T(z,t)}{\partial t}+\frac{a}{c_q^2}\frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial t^2}=a\frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2} \quad (0<z<2R), \qquad (1)$$

где $T(z, t)$ – отклонение температуры от равновесного значения, a – коэффициент температуропроводности, c_q – скорость распространения тепла.

Граничные условия зададим в виде теплового потока $q(t)$, действующего по обе стороны пластины, в приближении $c_q \to \infty$

$$\lambda \frac{\partial T(R,t)}{\partial z} + q(t) = 0, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial T(R,0)}{\partial z} = 0. \qquad (3)$$

Для решения задачи воспользуемся интегральным косинус-преобразованием Фурье:

$$T_c(n,t) = \int_0^R T(z,t)\cos\frac{n\pi z}{R} d\,z,\ n = 0,1,2,3... \qquad (4)$$

где $T_c(n, t)$ – образ функции $T(z, t)$, удовлетворяющий условию Дирихле.

Переход от образа функции к оригиналу осуществляется по формуле

$$T(z,t) = \frac{1}{R}T_c(0,t) + \frac{2}{R}\sum_{n=1}^{\infty} T_c(n,t)\cos\frac{n\pi z}{R}. \qquad (5)$$

Умножим обе части уравнения (1) на $\cos\frac{n\pi z}{R}$ и, проинтегрировав от 0 до R, получим

$$\int_0^R \frac{\partial T(z,t)}{\partial t}\cos\frac{n\pi z}{R}dz = \int_0^R a\frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2}\cos\frac{n\pi z}{R}dz. \qquad (6)$$

Выражение для частной производной второго порядка выглядит следующим образом

$$\int_0^R \frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2}\cos\frac{n\pi z}{R}dz = (-1)^n \frac{dT(R,t)}{dz} - \frac{dT(0,t)}{dz} - \frac{n^2\pi^2}{R^2}T_c(n,t). \qquad (7)$$

Используя граничные условия (2) и (3), получим неоднородное дифференциальное уравнение для определения $T_c(n, t)$:

$$\frac{dT_c(n,t)}{dt} + \frac{an^2\pi^2}{R^2}T_c(n,t) = (-1)^n \frac{a}{\lambda}q(t). \qquad (8)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$T_c(n,t) = \exp(-\frac{an^2\pi^2 t}{R^2})\left[C(n) + (-1)^n \frac{a}{\lambda}\int_0^t q(\theta)\exp(\frac{an^2\pi^2}{R^2})d\theta\right]. \qquad (9)$$

Для определения постоянной $C(n)$ воспользуемся начальным условием $T(z,0) = f(z)$:

$$T_c(n,0) = C(n) = \int_0^R T(z,0)\cos\frac{n\pi z}{R}d\,x = \int_0^R f(z)\cos\frac{n\pi z}{R}d\,z. \qquad (10)$$

Следовательно, решение для образа будет иметь вид

$$T_c(n,t) = (-1)^n \frac{a}{\lambda}\int_0^t q(\theta)\exp[-\frac{an^2\pi^2}{R^2}(t-\theta)]d\theta + \exp(-\frac{an^2\pi^2 t}{R^2})\int_0^R f(z)\cos\frac{n\pi z}{R}d\,z. \qquad (11)$$

Для удобства перехода к оригиналу по формуле (5) решение (11) перепишем в виде

$$T_c(n,t) = T\ (0,t) + T_n(n,t),\ n = 1, 2, 3,... \qquad (12)$$

Тогда имеем

$$T_c(n,t) = \int_0^R f(z)dz + \frac{a}{\lambda}\int_0^t q(\theta)d\theta + \exp(-\frac{an^2\pi^2 t}{R^2})\int_0^R f(z)\cos\frac{n\pi z}{R}d\,z + $$
$$+ (-1)^n \frac{a}{\lambda}\int_0^t q(\theta)\exp[-\frac{an^2\pi^2}{R^2}(t-\theta)]d\theta. \qquad (13)$$

Перейдем от образа функции к ее оригиналу в соответствии с формулой (5)

$$T(z,t)=\frac{1}{R}\{\int_0^R f(z)dz+\frac{a}{\lambda}\int_0^t q(\theta)d\theta\}+$$

$$+\frac{2}{R}\sum_{n=1}^{\infty}\exp(-\frac{an^2\pi^2t}{R^2})\cos\frac{n\pi z}{R}\int_0^R f(z)\cos\frac{n\pi z}{R}dz+ \qquad (14)$$

$$+\frac{2a}{R\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\cos\frac{n\pi z}{R}\int_0^t q(\theta)\exp[-\frac{an^2\pi^2}{R^2}(t-\theta)]d\theta.$$

где q – зависимость теплового потока от времени, которая пропорциональна временной форме распределения интенсивности падающего лазерного импульса.

В результате поглощения оптического импульса в ферромагнетике возникают термические источники акустических волн, интенсивность излучения которых зависит от температуры нелинейно. Составим систему уравнений упругих волн в потенциалах [12]:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}-\frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}=f(r,z,t), \qquad (15)$$

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r}-\frac{\Psi}{r^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}-\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}=0, \qquad (16)$$

где $f(r, z, t) = (3 - 4\gamma^2)\alpha_T(T_0+T)\cdot T(r, z, t)$, $\gamma = c_2/c_1$, c_1, c_2 – скорости распространения продольных и поперечных волн соответственно, T_0 – равновесная температура, $\alpha_T(T)$ – ТКЛР.

Решаем уравнения (15) и (16) методом интегральных преобразований Бесселя. С учетом граничных условий для механических напряжений и условием ограниченности потенциалов на бесконечности:

$$\sigma_{zz}\big|_{z=0}=\sigma_{rz}\big|_{z=0}=\sigma_{zz}\big|_{z=2R}=\sigma_{rz}\big|_{z=2R}\,0,\ \Phi\big|_{r\to\infty}=\Psi\big|_{r\to\infty}=0. \qquad (17)$$

Данная работа посвящена вопросу о нелинейном лазерном возбуждении акустических волн. Поскольку более нагретые участки среды интенсивнее излучают звук, в спектре результирующего акустического поля происходит перераспределение энергии [9, 10]. Так как объемные и поверхностные волны описываются одной системой уравнений динамической термоупругости, следует ожидать для нормальных мод колебаний в ферромагнитной пластины наблюдение подобного эффекта – перераспределение энергии между различными модами при изменении температуры ферромагнетика или при увеличении интенсивности воздействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ и Правительства Челябинской области, грант A2003285.

Литература

1. Bhardwaj Mahesh C., Stead Gary F. High frequency non – contact ultrasonic analysis of materials: introduction and applications // Proc. SPIE. – 2001. – 4336. – P. 117–128.

2. Dubuis Mark, Moreau Andre, Bussiere Jean F. Ultrasonics velocity measurements during phase transformations in steel using laser ultrasonics // J. Appl. Phys. – 2001. – 89. – № 11. – Pt 1. – P. 6487–6495.

3. Ермолов И.Н. Теория и практика ультразвукового контроля. – М.: Машиностроение, 1981. – 240 с.

4. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. – М.: Наука, 1966. – 168 с.

5. Clark M., Sharples S.D., Somekh Michael G. Diffractive acoustic elements for laser ultrasonics // J. Acost. Soc. Amer. – 2000. – 107. – № 6. – P. 3179–3185.

6. Liu Y.-U., Wu T.-T., Lee C.-K. Application of narrow band laser ultrasonics to the nondestructive evaluation of thin bonding layers // J. Acost. Soc. Amer. – 2002. – 111. – № 6. – P. 2638–2643.

7. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. – М.: Наука, 1989. – 240 с.

8. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М.: Наука, 1991. – 304 с.

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

10. Гуревич С.Ю., Петров Ю.В., Голубев Е.В. Лазерная генерация поверхностных акустических волн в ферромагнетиках вблизи магнитного фазового перехода // Тезисы докладов XXIII Российской школы по проблемам науки и технологий. – Миасс: МСНТ, 2003. – 126 с.

11. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.

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

Поступила в редакцию 20 мая 2003 г.