

А.А. Родионов, Н.М. Игнатенко, Э.И. Ватутин, С.Ю. Чевычелов

Курский государственный технический университет

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ УПРУГИХ ВОЛН ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КОМПОЗИТАХ

В результате компьютерного моделирования процесса генерации упругих колебаний переменным магнитным полем в магнитоупорядоченных тонкослойных композитах получены результаты, находящиеся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Результаты исследований могут быть использованы для разработки и создания высокоэффективных ультразвуковых излучателей с заданными параметрами.

Характерной особенностью современной науки и техники является чрезвычайно широкое использование упругих колебаний звуковых, ультразвуковых и гиперзвуковых частот. Упругие колебания (ультразвук) применяются в металлургии для воздействия на процесс кристаллизации металла, в микроэлектронике и приборостроении для прецизионной обработки тончайших деталей, в химических технологиях для управления химическими процессами, используются в качестве средства получения информации: при измерении глубины, гидролокации подводных препятствий; для обнаружения микродефектов в ответственных деталях (дефектоскопия), в медицине для диагностики заболевания (УЗИ) и т.д. Следует отметить и такую область техники, как акустоэлектроника и акустооптика, связанных с обработкой электрических и световых сигналов. Нельзя представить себе современную физику твердого тела без применения ультразвуковых и гиперзвуковых методов, без понятия о фоновых, их поведении и взаимодействии с различными полями и их возбуждении в твердом теле. В изучении жидкостей и газов также широко используются методы молекулярной акустики.

Таким образом, задача об излучении и приеме упругих колебаний является актуальной. Одним из перспективных звуковых излучателей может являться излучатель на основе магнитоупорядоченных композитов, при воздействии на него постоянного $\vec{H}_0(\gamma_i)$ и переменного $\vec{H}(\tilde{\gamma}_i)$ магнитных полей. Такой композит (как показано в работе [1]) можно получить, например, замораживанием или полимеризацией коллоидного раствора магнитных частиц в жидкости в поле H_z . В качестве коллоидного раствора можно использовать магнитную жидкость (МЖ) на основе неэлектропроводной жидкости с диспергированными в ней однодоменными частицами, имеющими спонтанную

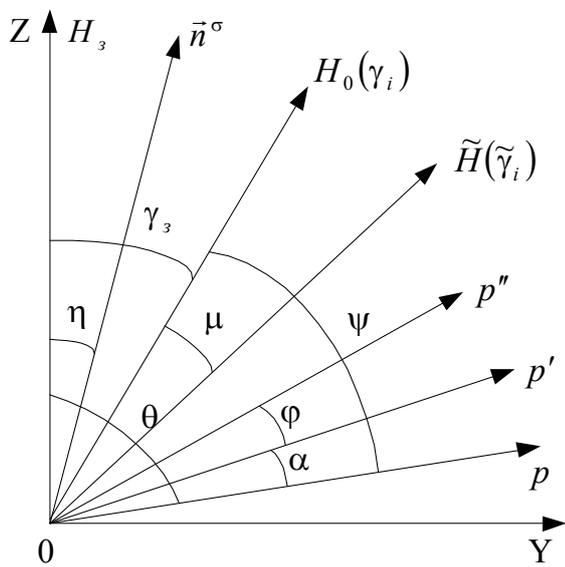


Рис.1. Распределение ориентаций векторов \vec{p} , \vec{H}_0 , \vec{H} , \vec{n}^σ в плоскости YZ

намагниченность I_s и магнитные моменты $\vec{p} = \vec{I}_s V$, где V – объем частицы без сольватной оболочки. При этом при сравнительно малых объемных концентрациях частиц $\phi_m = n_0 V_r \ll 1$ (n_0 – концентрация частиц, $V_r = V + V_c$, V_c – объем ее сольватной оболочки) определяющим является взаимодействие магнитных моментов частиц \vec{p} с внешним магнитным полем $H_0(\gamma_i)$. Это приводит к тому, что функция

распределения моментов \vec{p} частиц по ориентациям их относительно оси $Z \parallel H_z$ при температуре затвердевания T_z примет вид

$$f(\theta) = \frac{dN}{Nd\theta} = C' e^{\left[\frac{p_z H_z \cos \theta}{kT_z} \right]} \frac{\sin \theta}{2}, \quad (1)$$

где $p_z = I_s(T_z) \cdot V$, $C' = \frac{p_z H_z}{kT_z \operatorname{sh}\left(\frac{p_z H_z}{kT_z}\right)}$. При этом для температур $T < T_z$ функция

$f(\theta)$ не изменяется, что и позволяет варьированием поля H_z управлять

распределением частиц и фиксировать его понижением температуры композита.

Всю физическую суть процесса генерации, а также алгоритм расчета и практические формулы, необходимые для определения зависимости амплитуды акустического сигнала в композите при $T < T_s$, в полях \vec{H}_o , \vec{H} (которые берем расположенными в плоскости композита YZ так же как и направление \vec{n}^σ измерения генерируемого полем \vec{H} сигнала) от параметров магнитных полей, температуры замораживания (полимеризации), геометрических, упругих и магнитных параметров магнитных частиц возьмем из работы [1]. Естественно предположить, что на процесс генерации значительное влияние оказывает функция распределения $f(\theta)$. Практически важным является случай, когда толщина слоя МЖ $h \ll l_z$ и l_y . Тогда вследствие больших размагничивающих полей $\sim 2\pi I_s$ можно полагать, что магнитные моменты частиц будут располагаться в плоскости YZ (рис.1). Для простоты будем считать магнитные частицы одноосными. После выключения поля H_s при $T < T_s$ векторы \vec{p} частиц можно приближенно считать располагающимися вдоль их «легких» осей. Как показано в работе [1], наложение поля $\vec{H}_o(\gamma_i)$ отклоняет для произвольно ориентированной частицы вектор \vec{p} (расположенный под углом θ к полю H_s) на некоторый угол α (рис.1), переводя его в положение \vec{p}' . Под действием поля $\vec{H} = H_m \sin \omega t$ вектор \vec{p}' «замороженной» частицы будет совершать гармонические колебания (в линейном приближении) относительно своего нового равновесного положения по закону $\varphi = \varphi_0 \sin(\omega t - \delta')$. Для первой половины периода его максимальное отклонение будет характеризоваться \vec{p}'' , а в самих частицах, распределенных в соответствии с (1), возникают магнитострикционные деформации, при этом частицы упруго взаимодействуют с немагнитной матрицей, и в самом композите площадью $S_0 = 1 \text{ см}^2$ и толщиной $h \ll l_z$ и l_y возникает результирующая продольная и поперечная магнитострикционные деформации вдоль направления измерения упругих

колебаний. В общем виде выражение функциональной зависимости амплитуды магнитострикции $\lambda_k(a, \varphi_m, I_s, T_3, K_1, \vec{H}_0, \vec{H}_m, \vec{n}^\sigma, \mu, \lambda_c, E_m, E_{жс})$ получить затруднительно и для вычисления ее значения применяется ЭВМ.

Для создания математической модели процесса мы воспользовались результатами, полученными в [1]:

$$x^4 - 2Bx^3 - (B^2 + C^2 - 1)x^2 - 2Bx - B^2 = 0, \quad (2)$$

где $\sin \alpha = x$, $B = \frac{I_s H_o}{2K_1} \sin \psi$, $C = \frac{I_s H_o}{2K_1} \cos \psi$,

$$\varphi = \varphi_0 \sin(\omega t - \delta'), \quad (3)$$

где $\varphi_0 = \frac{F'}{M' \cos \delta' + \omega \beta \sin \delta'}$, $\operatorname{tg} \delta' = \frac{\omega \beta}{M'}$, $F' = I_s H_m \sin(\psi - \alpha + \mu)$,

$$M' = 2K_1 \cos 2\alpha + I_s H_o \cos(\psi - \alpha) + \xi E_{жс} \lambda_c^2 \sin^2 2\alpha \cos^4 \beta_3,$$

$$\varepsilon_{.mex} = \lambda_c \sin 2\alpha \cos^2 \beta_3 \cdot \varphi, \quad (4)$$

$$\langle \varepsilon_{.mex} \rangle = \int_{\theta} f(\theta) \varepsilon_{.mex} d\theta, \quad (5)$$

$$\varepsilon_{\parallel}(\vec{n}^\sigma) = \frac{\langle \varepsilon_{.mex} \rangle E_m S_m}{E_m S_m + E_{жс} S_{жс}}, \quad (6)$$

$$S_m = \frac{a^2(1+\xi)}{(a+\Delta)^2} S_0, \quad S_{жс} = S_0 - S_m, \quad \Delta = a \left(\frac{1}{\sqrt[3]{\varphi}} - 1 \right),$$

$$\lambda_k = \varepsilon_{\parallel}(\vec{n}^\sigma) \frac{a \cdot \ell}{a + \Delta} \left(1 - \frac{\mu_{\parallel}}{2} \right). \quad (7)$$

Следует иметь в виду, что $\psi = \theta - \gamma_3$, $\gamma_3 = \vec{n}^{\sigma \wedge} (Z \parallel H_3)$. Рассмотрим случай, когда направление замораживающего, постоянного, возбуждающего магнитных полей, а также направление приема упругих колебаний совпадают. В этом случае $\gamma_3 = 0$, $\psi = \theta$. Следует учесть, что $\theta \in [0, \pi]$, $\beta_3 = \vec{LO} \wedge \vec{n}$, $\beta_3 = \theta - \eta$, $\eta \in [0, 2\pi]$, отсчет от $Z \parallel H_3$, $\beta = 0,5 \frac{\partial \text{ин}}{\text{см}^2} c$ – диссипативный коэффициент, $\mu = 0,32$ –

коэффициент Пуассона. Для рассмотренной физической модели необходимо выполнение условия $H_0 < H_c = \frac{2K}{I_s}$, где H_c – поле анизотропии.

Для реализации математической модели выбран язык программирования Object Pascal и среда разработки Borland Delphi 6. Выбранный язык программирования достаточно универсален и позволяет в полной мере эффективно реализовать алгоритм расчетов согласно математической модели. Среда программирования предоставляет удобные средства для создания быстрого и надежного графического интерфейса с применением возможностей операционной системы MS Windows. Первоначально планировалась реализация расчетов с применением программы MathCad, однако это облегчило лишь математическую часть и существенно усложнило отладку. Программа MathCad не обладает средствами для организации пошаговой трассировки с возможностью просмотра временных значений переменных, установки точек останова (Breakpoints) и другими отладочными возможностями. Перечисленные недостатки сделали практически невозможным контроль корректности выполнения расчета, что, в конечном счете, сказалось на выборе средства разработки.

Нами создана программа, которая позволяет производить расчет значения амплитуды магнитострикции в зависимости от совокупности параметров. Результаты расчета отображаются в удобной для пользователя графической форме. Примененный многодокументный интерфейс облегчает интерпретацию результатов и делает возможным сопоставление зависимостей при различных сочетаниях параметров. Пользователь имеет возможность построить несколько графиков на одной координатной плоскости.

Входными данными для расчета является массив параметров, содержащий значения физических величин, и некоторые специфические параметры, влияющие на точность решения. Все параметры моделирования устанавливаются пользователем.

Математическая часть программы оформлена в виде отдельного модуля (unit). Помимо объявления переменных и описания типов данных, модуль содержит функцию Amplitude, которая отвечает за вычислительную часть алгоритма. Алгоритм достаточно громоздок, поэтому полное его рассмотрение нецелесообразно. Остановимся лишь на наиболее интересных моментах (всю необходимую информацию о тонкостях реализации можно почерпнуть непосредственно из листинга модуля Calculator).

Для решения уравнения (2), представляющего собой полином четвертой степени, можно воспользоваться аналитической формулой, однако ввиду ее чрезмерной громоздкости целесообразнее использовать численные методы. Уравнение имеет 4 корня, однако, интересующий нас корень действительный, положительный и много меньше 1. При такой постановке задачи логично воспользоваться методом дихотомии (деления отрезка пополам) для нахождения корня, используя в качестве начального отрезок $[0, 1]$. Более того, из физических соображений отрезок можно сузить до $[0, \sin \theta]$, т.к. искомый угол $\alpha = \arcsin x$ не может быть больше угла между \vec{r} и \vec{H}_0 (рис.1). Уточнение отрезка локализации корня является своего рода защитой от потенциальных вычислительных ошибок.

Опытным путем установлено, что метод, обладающий не самой высокой точностью и скоростью сходимости, оправдывает себя (при точности $\cong 10^{-20}$ метод дает результат не более чем за 80 итераций). Важно отметить, что при нахождении корня не требуется проверка дополнительных условий, таких как, например, знакопостоянство первой производной.

Вычисление интеграла (5) реализовано с использованием квадратурной формулы прямоугольников. Путем преобразования общей формулы получили формулу, подходящую для конкретного рассматриваемого случая:

$$I = \int_a^b f(x) dx \approx h \sum_{i=1}^n f\left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}\right) = \frac{\pi}{n} \sum_{i=1}^n f\left(\frac{\pi}{2n}(2i-1)\right). \quad (8)$$

Расчетные кривые, приведенные на рисунках, наглядно демонстрируют

возможности программы. В качестве магнитной фазы композита выбран

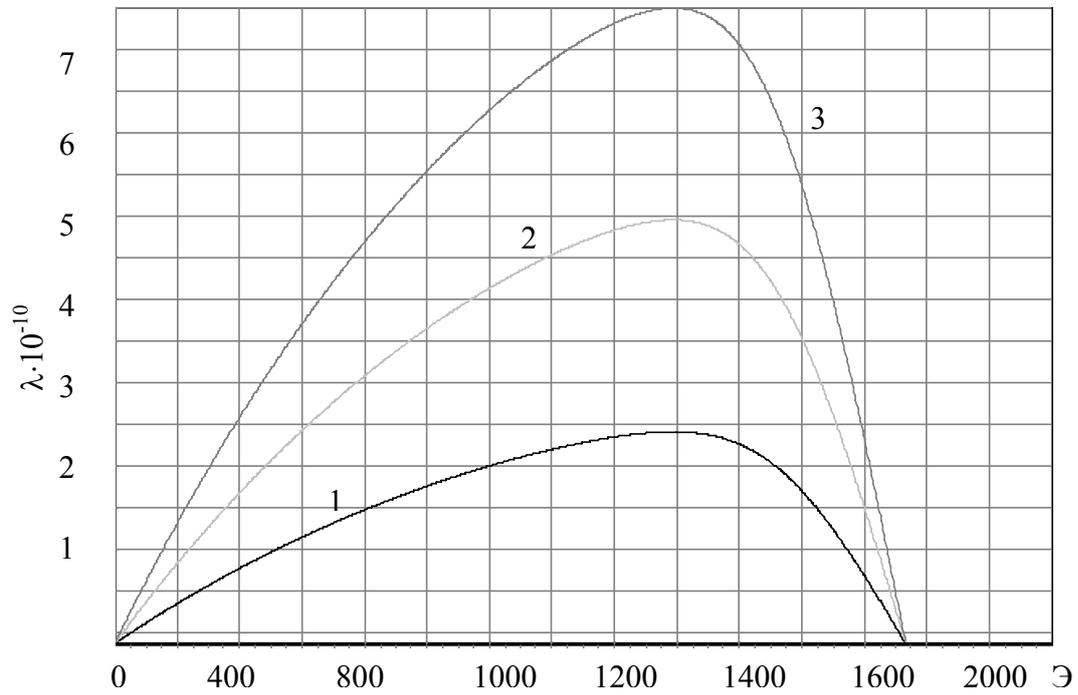


Рис.2. Расчетные зависимости $\lambda_k(H_0)$ для $H_m=(0,5; 1; 1,5)\text{Э}$

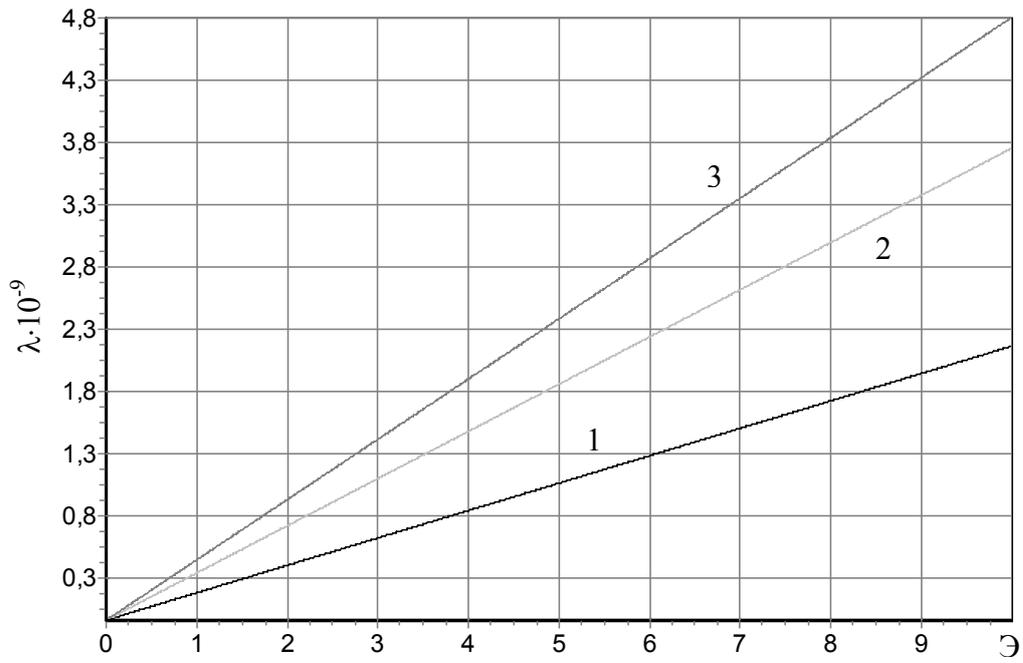


Рис.3 Расчетные зависимости $\lambda_k(H_m)$ для $H_0 = (500; 1000; 1500 \text{ Э})$

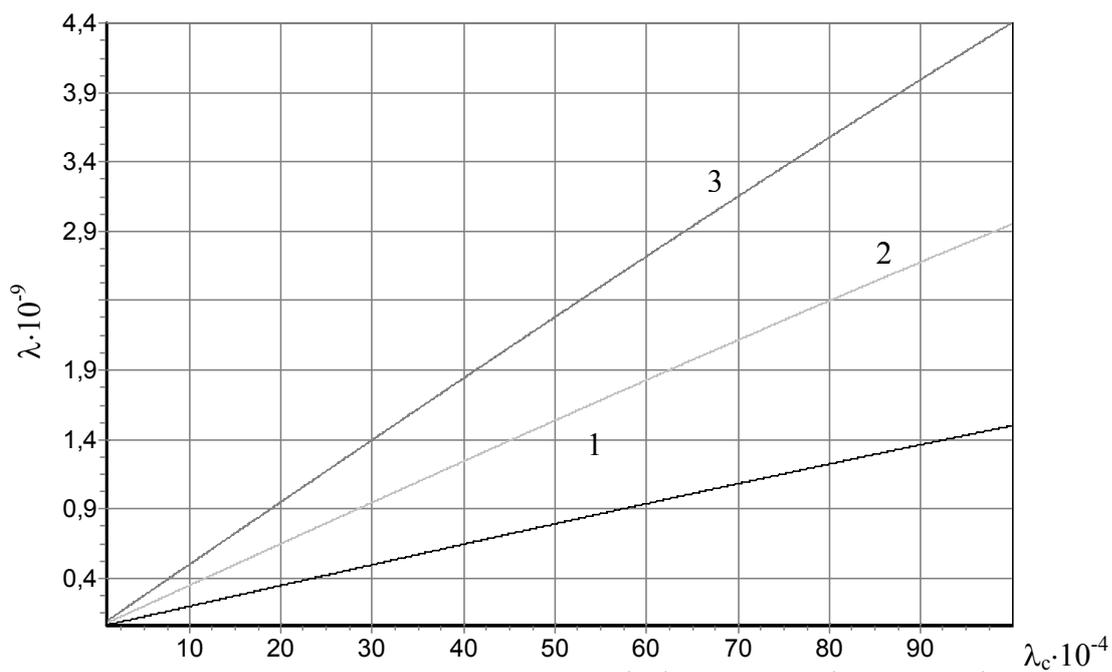


Рис.4. Расчетные зависимости $\lambda_k(\lambda_c)$ для $H_m = (0,5; 1; 1,5 \text{ Э})$

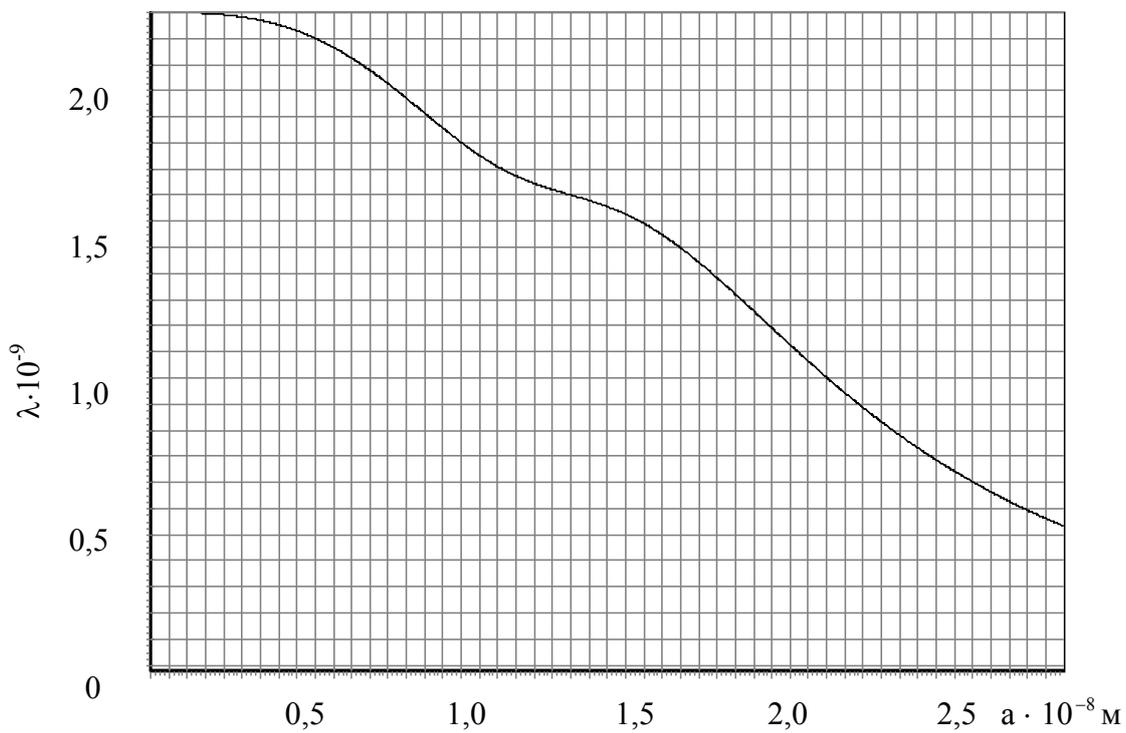


Рис.5. Расчетная зависимость $\lambda_k(a)$ при $H_0 = 1000 \text{ Э}$

кобальт с размером частиц 10^{-8} м. Рисунок 4 соответствует композиту с гипотетическими магнитными частицами, отличающимися от частиц кобальта константами магнитострикции.

Экспериментальное значение амплитуды колебаний в магнитной жидкости при частоте переменного магнитного поля $2 \cdot 10^6$ Гц было измерено в [2] и составило $A \approx 3 \cdot 10^{-11}$ м. Таким образом, при толщине слоя магнитной жидкости 0,15 мм экспериментальная магнитострикционная деформация составляет $\lambda \cong 10^{-9}$. В этой же работе приведены зависимости амплитуды акустического сигнала для магнитоупорядоченного композита от H_0 и \tilde{H}_m . Сравнение соответствующих экспериментальных и модельных данных говорит об их удовлетворительном качественном и количественном соответствиях.

В дальнейшем предполагается вести работу по нахождению оптимального сочетания параметров, при котором можно достичь максимального значения амплитуды.

-
1. Родионов А.А., Игнатенко Н.М., Петрова Л.П. Генерация упругих волн переменным магнитным полем в магнитоупорядоченных композитах// Сб. научн. тр. 9-й Международ. конф. по магн. жидкостям. Плес, 2000.С.155-161.
 2. Игнатенко Н.М. Дисперсная система магнитных частиц как преобразователь энергии переменного магнитного поля в упругие колебания. Дис.... канд.физ.-мат.наук, Курск. политехн. ин-т., 1984. С.162.