

01;06;12

Об одном методе определения собственных частот упорядоченной системы нанобъектов

© В.А. Еремеев,¹ Е.А. Иванова,² Н.Ф. Морозов,³ А.Н. Соловьев⁴

¹ Ростовский государственный университет,
344090 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: eremeyev@math.rsu.ru

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ivanova@E15063.spb.edu

³ Санкт-Петербургский государственный университет,
198904 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: morozov@NM1016.spb.edu

⁴ Донской государственный технический университет,
344010 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: soloviev@math.rsu.ru

(Поступило в Редакцию 15 марта 2006 г.)

Предложен метод определения собственных частот некоторых наноструктур (нанотрубок и нанокристаллов), основанный на измерении собственных частот „большой системы“, состоящей из вертикально ориентированного массива (решетки) одинаковых нанотрубок или нанокристаллов, выращенных на подложке на одинаковом расстоянии друг от друга. Показано, что по найденному спектру „большой системы“ (решетка–подложка) и спектру подложки можно определить собственные частоты одного нанобъекта. Это позволяет по экспериментальным данным для „больших систем“ определить собственные частоты нанобъектов, которые трудно непосредственно определить другим способом. Приведен пример расчета собственных частот решетки микро- или нанокристаллов из оксида цинка на подложке сапфира.

PACS: 46.40.-f, 02-70.Dh, 68.65.-k

Введение

В настоящее время актуальна задача экспериментального определения механических характеристик нанобъектов. Один из наиболее эффективных методов определения упругих модулей, используемых в макро механике, основан на измерении собственных частот исследуемого объекта. При попытке использовать этот метод применительно к нанобъектам возникают проблемы, связанные с трудностью измерения собственных частот нанобъектов. В частности, измерение частот нанобъектов оказывается проблематичным при использовании оптических методов [1].

Механические аспекты этих методов заключаются в следующем: исследуемый объект закрепляется на рамке макроскопических размеров и возбуждается лучом лазера; затем с помощью второго луча лазера фиксируются амплитуды колебаний в некоторой точке объекта, сигнал преобразуется в электрический, полученная спектрограмма анализируется с помощью спектрометра, в результате чего определяются собственные частоты объекта. Главным, но не единственным фактором, ограничивающим область применимости метода, является то, что луч лазера не точка, а пятно диаметра порядка длины волны света. Если размер исследуемого объекта оказывается меньше диаметра луча лазера, результаты измерений теряют смысл.

Таким образом, пользуясь указанными выше оптическими методами, измерить частоты одного нанобъекта

не представляется возможным. Вместе с тем вполне реальным является измерение собственных частот системы микроподложка–регулярная структура одинаковых нанобъектов. В результате возникают две задачи, лежащие на стыке механики и экспериментальной физики. Первая — определение упругих модулей нанобъектов в условиях, когда возможно измерить частоты системы микроподложка–нанобъекты и есть возможность определить упругие характеристики микроподложки (например, по частотам подложки без нанобъектов). Вторая задача связана с анализом возможности выделения из спектра системы микроподложка–нанобъекты собственных частот нанобъектов. Успех решения обеих задач напрямую зависит от условий проведения эксперимента, а именно от того, как закреплены нанобъекты на подложке, как закреплена подложка с нанобъектами на рамке прибора, а также от соотношений геометрических размеров, масс и упругих свойств нанобъектов и подложки. Таким образом, задача механики заключается не только в интерпретации экспериментальных данных, но и в разработке теоретических основ методики эксперимента в плане рекомендаций, касающихся его механических аспектов.

В данной работе предложен метод определения собственных частот некоторых наноструктур (нанотрубок и нанокристаллов), основанный на измерении собственных частот „большой системы“, состоящей из высокоориентированного массива (решетки) одинаковых

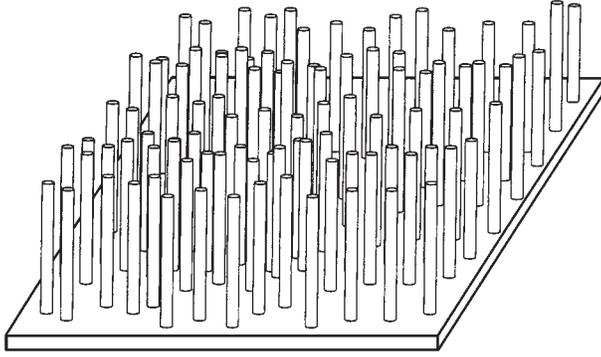


Рис. 1. „Большая система“ — решетка нанокристаллов или нанотрубок на подложке.

нанотрубок или нанокристаллов, выращенных на подложке (рис. 1). Такого рода структуры могут быть получены в результате процессов самоорганизованного роста [2,3]. Размеры этих нанобъектов в массиве, как правило, примерно одинаковы, что позволяет использовать макроскопические размеры такого массива для изучения свойств нанобъектов путем определения первых собственных частот системы решетка нанотрубок (или нанокристаллов)—подложка. Показано, что по найденному спектру „большой системы“ (решетка—подложка) и спектру подложки можно определить собственные частоты одного нанобъекта. Это позволяет по экспериментальным данным для „больших систем“ определить собственные частоты нанобъекта.

Основной проблемой, возникающей при измерении частот исследуемых объектов, закрепленных на упругой подложке, является известное в механике перераспределение собственных частот колебаний системы исследуемый объект—подложка между собственными частотами каждого из них в отдельности [4]. Причем характер смещения спектра существенно зависит от соотношения параметров исследуемого объекта и подложки. Известно, что в системах с распределенными параметрами, состоящими из нескольких тел, имеет место явление динамического демпфирования колебаний одного тела на парциальной частоте другого („антирезонанс“). Ниже показано, что в системах, состоящих из высокоориентированного массива одинаковых нанотрубок или нанокристаллов, выращенных на подложке (рис. 1), явление „антирезонанса“ также имеет место, и его можно использовать для выделения собственных частот нанобъектов из спектра „большой системы“. Провести аналитическое исследование собственных колебаний системы (рис. 1) в рамках трехмерной теории упругости вряд ли возможно.

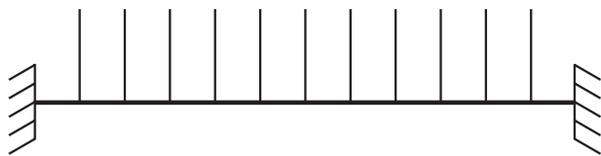


Рис. 2. Стержневая модель.

Поэтому в качестве первого этапа исследования рассматривается стержневая модель „большой системы“, состоящая из горизонтального стержня, моделирующего подложку, и вертикальных стержней, моделирующих нанобъекты (рис. 2). В рамках стержневой модели проведен анализ собственных колебаний системы нанокристаллов и доказана возможность выделения из спектра „большой системы“ спектра нанобъектов.

Примером массива нанокристаллов, рассмотренным в работе, служат микро- и полупроводниковые нанокристаллы из оксида цинка. Такого рода кристаллы в связи с их высокими механическими и физическими свойствами представляют значительный интерес для наномеханики и нанофотоники и получают различными способами, в частности, методом импульсного лазерного напыления [5–7]. На втором этапе исследования проводится численный анализ динамики такого массива. В рамках плоской задачи теории упругости проведен расчет собственных частот решетки микро- или нанокристаллов из оксида цинка на подложке сапфира, результаты которого также демонстрируют возможность выделения спектра нанобъектов из спектра „большой системы“.

Аналитическое исследование модельной задачи

Рассмотрим стержневую модель „большой системы“, состоящей из горизонтального стержня длины L , моделирующего подложку, и N вертикальных стержней длиной H , моделирующих нанобъекты (рис. 2). Вертикальные стержни нижними концами жестко закреплены на горизонтальном стержне и расположены на одинаковом расстоянии l друг от друга, так что $L = (N + 1)l$. Верхние концы вертикальных стержней свободны, концы горизонтального стержня жестко закреплены. Ниже задача о свободных колебаниях решается в двух постановках: „дискретной“ и „континуальной“.

Дискретная модель

Предполагается, что горизонтальный стержень состоит из $N + 1$ стержней длиной l , жестко соединенных между собой. Динамика системы описывается уравнениями классической теории стержней

$$Cu_n^{IV} + \rho_1 \ddot{u}_n = 0, \quad Dv_n^{IV} + \rho_2 \ddot{v}_n = 0, \quad (1)$$

где u_n и v_n — вертикальные и горизонтальные перемещения n -го горизонтального и вертикального стержней; C и D — изгибные жесткости горизонтальных и вертикальных стержней соответственно; ρ_1 , ρ_2 — погонные плотности массы. Остальные величины, характеризующие напряженно-деформированное состояние стержней имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_n &= u_n', & M_n &= Cu_n'', & T_n &= -Cu_n''', \\ \psi_n &= -v_n', & L_n &= -Dv_n'', & N_n &= -Dv_n'''. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь φ_n , ψ_n — углы поворота сечений стержней; M_n , L_n — изгибающие моменты; T_n , N_n — перерезывающие силы. Движение вертикальных стержней в

вертикальном направлении описывается уравнениями

$$w'_n = 0, \quad F'_n = \rho_2 \ddot{w}_n, \quad (3)$$

где w_n — вертикальные перемещения n -го вертикального стержня, F_n — продольные силы. Кинематические условия соединения стержней имеют вид

$$\begin{aligned} u_n|_{x=nl} &= u_{n+1}|_{x=nl}, & v_n|_{y=0} &= 0, & w_n|_{y=0} &= u_n|_{x=nl}, \\ \varphi_n|_{x=nl} &= \varphi_{n+1}|_{x=nl}, & \psi_n|_{y=0} &= \varphi_n|_{x=nl}. \end{aligned} \quad (4)$$

Силовые условия соединения стержней формулируются следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{n+1}|_{x=nl} - T_n|_{x=nl} + F_n|_{y=0} &= 0, \\ M_{n+1}|_{x=nl} - M_n|_{x=nl} + L_n|_{y=0} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия для системы выглядят так:

$$\begin{aligned} u_1|_{x=0} &= 0, & \varphi_1|_{x=0} &= 0, & u_{N=1}|_{x=L} &= 0, & \varphi_{N=1}|_{x=L} &= 0, \\ N_n|_{y=H} &= 0, & F_n|_{y=H} &= 0, & L_n|_{y=H} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Аналитическое исследование сформулированной выше задачи показало существование двух групп решений. Первая соответствует ситуации, когда вертикальные стержни движутся как консольные балки. Собственные частоты колебаний системы определяются уравнением

$$1 + \cos(\mu H) \operatorname{ch}(\mu H) = 0, \quad \mu = \sqrt[4]{\frac{\rho_2}{D}} \sqrt{\omega}. \quad (7)$$

Амплитуды колебаний горизонтальных стержней малы по сравнению с амплитудами колебаний вертикальных стержней. Отношение амплитуд колебаний горизонтальных и вертикальных стержней пропорционально малому параметру

$$\sqrt{\frac{\rho_2 D}{\rho_1 C}} \sim \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^3, \quad (8)$$

где h_1 и h_2 — характерные размеры сечений горизонтальных и вертикальных стержней соответственно, $h_2/h_1 \ll 1$.

Вторая группа сечений соответствует ситуации, когда система колеблется с частотами, близкими к частотам колебаний системы без вертикальных стержней. Уравнения, из которых определяются собственные частоты системы и формы колебаний горизонтальных стержней, содержат два малых параметра

$$\sqrt{\frac{\rho_2 D}{\rho_1 C}} \frac{H}{L} \sim \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^3 \frac{H}{L}, \quad \frac{\rho_2 H}{\rho_1 L} \sim \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^2 \frac{H}{L}, \quad (9)$$

которые и определяют отличие частот и форм колебаний полной системы от соответствующих частот и форм колебаний системы без вертикальных стержней. Амплитуды колебаний вертикальных стержней малы по сравнению с амплитудами колебаний горизонтальных

стержней. Отношение амплитуд колебаний вертикальных и горизонтальных стержней пропорционально малому параметру

$$\sqrt[4]{\frac{\rho_1 D}{\rho_2 C}} \sim \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

Сравнение величин λL и μH (здесь $\lambda = \sqrt[4]{\frac{\rho_1}{C}} \sqrt{\omega}$) позволяет определить взаимное расположение спектров подложки и нанообъектов. Первые собственные частоты подложки соответствуют значениям $\lambda L \sim 1$, первые собственные частоты нанообъектов соответствуют $\mu H \sim 1$. Если $\mu H/\lambda L \ll 1$, первые собственные частоты нанообъектов существенно ниже первых собственных частот подложки. Если $\mu H/\lambda L \gg 1$, первые собственные частоты нанообъектов существенно выше первых собственных частот подложки. Если $\mu H/\lambda L \sim 1$, то среди первых собственных частот системы будут встречаться и собственные частоты подложки, и собственные частоты нанообъектов. Имеет место следующая оценка:

$$\frac{\mu H}{\lambda L} \sim \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{1/2} \frac{H}{L}. \quad (11)$$

Все приведенные выше асимптотические оценки сделаны в предположении, что модули Юнга и объемные плотности массы нанообъектов и подложки являются величинами одного порядка.

Континуальная модель

Предполагается, что горизонтальный стержень представляет собой единое целое. Вертикальные стержни жестко прикрепляются к горизонтальному, так что имеют место кинематические условия сопряжения

$$v_n|_{y=0} = 0, \quad w_n|_{y=0} = u|_{x=nl}, \quad \psi_n|_{y=0} = \varphi|_{x=nl}. \quad (12)$$

Решение уравнений (1), (3), описывающих движение вертикальных стержней, в совокупности с граничными условиями на свободных концах вертикальных стержней (6) позволяет найти связь между усилиями и перемещениями в нижних точках стержней

$$F_n|_{y=0} = -\rho_2 H \ddot{w}_n|_{y=0}, \quad L_n|_{y=0} = \frac{D\mu}{g(\mu H)} \psi_n|_{y=0}, \quad (13)$$

где параметр $g(\mu H)$ имеет вид

$$g(\mu H) = \frac{1 + \cos(\mu H) \operatorname{ch}(\mu H)}{\sin(\mu H) \operatorname{ch}(\mu H) - \cos(\mu H) \operatorname{sh}(\mu H)}. \quad (14)$$

Уравнения движения горизонтального стержня выглядят так:

$$\begin{aligned} T' + \sum_{n=1}^N F_n|_{y=0} \delta(x - nl) &= \rho_1 \ddot{u}, \\ M' + T + \sum_{n=1}^N L_n|_{y=0} \delta(x - nl) &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Исключив поперечную силу T и воспользовавшись соотношением упругости $M = Cu''$, приведем (15) к одному дифференциальному уравнению

$$Cu^{IV} + \rho_1 \ddot{u} = \sum_{n=1}^N \left[F_n \Big|_{y=0} \delta(x - nl) - L_n \Big|_{y=0} \delta'(x - nl) \right]. \quad (16)$$

С учетом соотношений (12), (13) уравнение (16) переписывается в виде

$$Cu^{IV} + \rho_1 \ddot{u} = - \sum_{n=1}^N \left[\rho_2 H \ddot{u} \delta(x - nl) + \frac{D\mu}{g(\mu H)} u' \delta'(x - nl) \right]. \quad (17)$$

Если вертикальных стержней достаточно много, можно считать, что они непрерывно распределены по длине горизонтального стержня. Осреднив правую часть уравнения (17), упростим математическую постановку задачи, сведя ее к уравнению

$$u^{IV} - \frac{ND\mu}{Cg(\mu H)L} u'' + \frac{\rho_1}{C} \left(1 + N \frac{\rho_2 H}{\rho_1 L} \right) \ddot{u} = 0. \quad (18)$$

Анализ уравнений континуальной модели показал, что здесь, так же как и в дискретной модели, существует две группы решений. К первой относятся колебания с частотами, определяемыми (7). В этом случае, согласно (12), выполняется условие $\psi_n \Big|_{y=0} = 0$, и вертикальные стержни движутся как консольные балки. При этом амплитуды колебаний горизонтального стержня малы по сравнению с амплитудами колебаний вертикальных стержней. Ко второй группе решений относятся колебания с частотами, близкими к собственным частотам горизонтального стержня. При этом амплитуды колебаний вертикальных стержней малы по сравнению с амплитудами колебаний горизонтального стержня.

Таким образом, в случае моделирования „большой системы“ и подложки в рамках механики стержней возможно выделение из спектра „большой системы“ собственных частот, соответствующих частоте одного нанобъекта.

Численный анализ динамики решетки нанокристаллов

В качестве примера исследования реальной наноструктуры рассмотрим задачу определения собственных частот решетки микро- и нанокристаллов из оксида цинка (ZnO). Монокристаллы из ZnO являются пьезоэлектриками и благодаря своим высоким оптическим и механическим свойствам имеют большие потенциальные возможности для применения в нанoeлектронике, нанofотонике и наномеханике, в частности, для создания

УФ-лазеров, сенсоров химических и биологических веществ, солнечных батарей, УФ-фотодетекторов и других устройств. Монокристаллические ZnO нанокристаллы изготавливаются различными методами: термическим испарением, химическим осаждением из газовой фазы, методом импульсного лазерного напыления и др. Высота получаемых нанокристаллов составляет 1.5–3.0 μm , а диаметр — 30–100 nm, микрокристаллы имеют высоту 20–100 μm и диаметр 1.0–3.0 μm .

С точки зрения механики сплошной среды решетка нанокристаллов на подложке представляет собой составное пьезоэлектрическое тело. Основные уравнения электроупругости в приближении электростатики в отсутствие массовых сил имеют вид [8–10]

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = \nabla \boldsymbol{\sigma}, \quad \nabla \mathbf{D} = 0, \quad (19)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{e} \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \mathbf{e} \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{E}, \quad (20)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (21)$$

где \mathbf{u} — вектор перемещений; \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, выраженный через потенциал φ ; $\boldsymbol{\sigma}$ — тензор напряжений; \mathbf{D} — вектор электрической индукции; $\boldsymbol{\varepsilon}$ — тензор деформаций; ∇ — оператор градиента; ρ — плотность; \mathbf{C} , \mathbf{e} и $\boldsymbol{\epsilon}$ — матрица жесткости, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные.

К уравнениям (19)–(21) следует добавить краевые условия. Пусть поверхность тела Γ состоит из двух частей $\Gamma = \Gamma_1 \cup \Gamma_2$, причем $\Gamma_1 \cap \Gamma_2 = \emptyset$. Пусть на части границы Γ_1 заданы перемещения \mathbf{u}_0 , а части Γ_2 — нагрузки \mathbf{f} . В этом случае краевые условия даются формулами

$$\mathbf{u} \Big|_{\Gamma_1} = \mathbf{u}_0, \quad \mathbf{n} \boldsymbol{\sigma} \Big|_{\Gamma_2} = \mathbf{f}. \quad (22)$$

Для пьезоэлектрика механические краевые условия (22) должны быть дополнены краевыми условиями электрической природы. Пусть $\Gamma = \Gamma_3 \cup \Gamma_4$ ($\Gamma_3 \cap \Gamma_4 = \emptyset$), причем на Γ_3 задан электрический потенциал φ_0 , а на Γ_4 — поверхностный заряд q , тогда имеем

$$\varphi \Big|_{\Gamma_3} = \varphi_0, \quad \mathbf{n} \mathbf{D} \Big|_{\Gamma_4} = q. \quad (23)$$

Для анализа нестационарных процессов краевая задача (19)–(23) должна быть также дополнена начальными условиями для поля перемещений.

Далее ограничимся рассмотрением случая плоской задачи. Модальный анализ уравнений (19)–(23) при соответствующих краевых условиях для решетки ZnO кристаллов на подложке сапфира проведен при помощи конечно-элементного пакета ACELAN [11–13]. Рассмотрим конечно-элементные аппроксимации, принятые в пакете ACELAN, включающие в себя полевые уравнения (19), определяющие соотношения (20), (21) и различные типы граничных условий (22), (23).

Конечно-элементная аппроксимация задач акустоэлектростатости приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений [11]

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{a}} + \mathbf{K}\mathbf{a} = \mathbf{F},$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{uu} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{K} = \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{uu} & \mathbf{K}_{u\varphi} \\ \mathbf{K}_{u\varphi}^* & -\mathbf{K}_{\varphi\varphi} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F} = (\mathbf{F}_u, \mathbf{F}_\varphi)^T, \quad \mathbf{a} = (\mathbf{U}, \Phi)^T,$$

$$\mathbf{u}(x, t) = \mathbf{N}_u^T \mathbf{U}(t), \quad \varphi(x, t) = N_\varphi^T \Phi(t), \quad (24)$$

где \mathbf{a} — вектор узловых степеней свободы; \mathbf{M} и \mathbf{K} — матрицы масс и жесткости; \mathbf{N}_u и N_φ — функции формы. Матрица \mathbf{M}_{uu} отражает инерционные свойства среды, матрицы \mathbf{K}_{uu} , $\mathbf{K}_{u\varphi}$ и $\mathbf{K}_{\varphi\varphi}$ отражают упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические свойства. Векторы \mathbf{F}_u , \mathbf{F}_φ формируются в результате учета механических и электрических воздействий на границе области.

Модальный анализ краевой задачи (19)–(23) для решетки ZnO кристаллов на подложке сапфира в рамках пакета ACELAN после подстановки $\mathbf{a} = \mathbf{A}e^{i\omega t}$ в уравнение (24) сводится к обобщенной задаче на собственные значения [11]

$$-\omega^2 \mathbf{M}\mathbf{A} + \mathbf{K}\mathbf{A} = \mathbf{0}.$$

В численном эксперименте найдены собственные частоты консольно закрепленного нанокристалла ZnO высотой $1\mu\text{m}$ (отношение высоты к диаметру $h/d = 10$). Свойства монокристаллов оксида цинка и сапфира взяты из [14]. Результаты расчетов представлены в табл. 1.

В качестве модели подложки рассматривался микрокристалл сапфира прямоугольной формы ($10 \times 20\mu\text{m}$), закрепленный по большей стороне. Результаты модального анализа этого кристалла представлены в табл. 2, колонки 2 и 4. „Большая система“ моделировалась описанным микрокристаллом сапфира с набором 8 одинаковых нанокристаллов, расположенных на большей свободной стороне подложки. Результаты модального анализа „большой системы“ представлены также в табл. 2 — колонки 1 и 3. Некоторые собственные формы колебаний представлены на рис. 3. Форма колебаний, соответствующая первой изгибной моде, изображена на рис. 3, *a*. Кинематический анализ форм, соответствующих следующим 8 собственным частотам, показывает, что движения „большой системы“ локализованы в нанокристаллической „щелчке“ (рис. 3, *b*), при этом

Таблица 1.

№	Собственные частоты одного нанокристалла, GHz	Форма колебаний
1	0.10797	1-я изгибная мода
2	0.67763	2-я изгибная мода
3	1.92039	3-я изгибная мода
4	3.48340	1-я продольная мода (растяжение–сжатие)
5	3.83993	4-я изгибная мода

Таблица 2.

Собственные частоты „большой системы“, GHz	Собственные частоты подложки, GHz	Собственные частоты „большой системы“, GHz	Собственные частоты подложки, GHz
0.036494	0.036594	0.611800	0.614194
0.103909		0.636879	
0.103971		0.650301	
0.104039		0.650491	
0.104106		0.650885	
0.104226		0.651087	
0.104322		0.651771	
0.104467		0.652115	
0.104612		0.653619	
0.134652	0.134973	0.673730	0.675596
0.136246	0.136017	0.693176	0.689642
0.280004	0.280137	0.714337	0.713020
0.350831	0.352308	0.715752	0.715594
0.399614	0.400228	0.752689	0.750820
0.458963	0.461709	0.796596	0.797104
0.468378	0.469073	0.825551	0.828275
0.510692	0.512042	0.833135	0.833899
0.533656	0.535745	0.895234	0.905771
0.554328	0.560235	0.927530	0.927179
0.581777	0.586277	0.938998	0.940679

форма колебаний нанокристаллов соответствует первой собственной частоте, представленной в табл. 1. Частоты колебания пакета нанокристаллов отличаются от частоты одного нанокристалла менее чем на 4%. Аналогичное динамическое поведение „большой системы“ проявляется в окрестности второй собственной частоты (табл. 2) единичного нанокристалла, что иллюстрируется рис. 4, на котором каждое плато на изображенной на нем кривой соответствует собственным частотам единичного нанокристалла. Здесь треугольниками обозначены частоты, соответствующие частоте одного нанокристалла, а ромбами — частотам подложки.

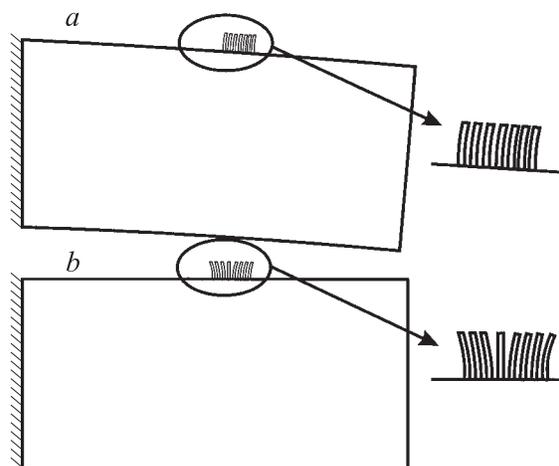


Рис. 3. Собственные моды: *a* — определяемые подложкой, *b* — локализованные в решетке нанокристаллов.

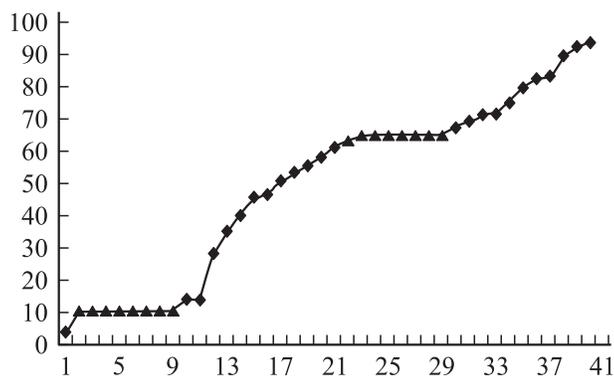


Рис. 4. Распределение собственных частот „большой системы“.

Тем самым расчеты показали, что спектр „большой системы“ приближенно может быть представлен как объединение собственных частот подложки и частот, порожденных частотами одного нанокристалла, что вполне согласуется с результатами анализа стержневой модели.

Обсуждение результатов

Предложенный выше метод позволяет с высокой точностью экспериментально определить первые собственные частоты одного нанобъекта по спектру системы решетка—подложка и одной подложки. Метод особенно эффективен в случае, когда первые собственные частоты нанобъектов сравнимы с первыми собственными частотами подложки (как в рассмотренном здесь примере). Главным ограничением предложенного метода является частотный диапазон измерительных приборов. Если собственные частоты нанобъектов слишком высоки, зафиксировать их не удастся.

Помимо предложенного метода определения механических характеристик нанокристалла путем сравнения спектра подложки и системы решетка—подложка в связи с высокой чувствительностью собственных частот к изменению механических свойств возможно создание наносенсоров на основе детектирования изменения резонансных свойств системы решетка—подложка, например, наносенсора загрязняющих веществ. Следует отметить: монокристаллы из оксида цинка являются полупроводниками, что не учитывалось в данной работе. Как известно [15], воздействие электрического поля в полупроводниках приводит к появлению электрического тока, который, в свою очередь, из-за пьезоэффекта может привести к усилению или затуханию электрического акустического сигнала. Наличие большого количества полупроводниковых нанокристаллов из оксида цинка в принципе позволяет использовать их решетку в качестве усилителей слабого акустического сигнала, подобных рассмотренным в [15–17].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-07-90411, 05-01-00094, 06-01-08041-офи), Фонда содействия отечественной науке и гранта президента РФ № МД-3475.2005.1 и НШ-4518.2006.1.

Список литературы

- [1] Marshall R.H., Sokolov I.A., Ning Y.N., Palmer A.W., Grattan K.T.V. // Meas. Sci. Technol. 1996. Vol. 7. P. 1683–1686.
- [2] Springer Handbook of Nanotechnology / Ed. B. Bhushan. Berlin. Springer-Verlag, 2004. 1222 p.
- [3] Handbook of Nanoscience, Engineering, and Technology / Ed. by W.A. Goddard et al. Boca Raton: CRC Press. 2003. 824 p.
- [4] Гулд. С. Вариационные методы в задачах о собственных значениях. Введение в метод промежуточных задач Вайнштейна. М.: Мир, 1970. 328 с.
- [5] Lorenz M., Lenzner J., Kaidashev E.M. et al. // Annalen der Physik. 2004. Vol. 2. N 1. P. 39–42.
- [6] Kaidashev E.M., Lorenz M., Wenckstern H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82. P. 3901–3903.
- [7] Lorenz M., Hochmuth H., Schmidt-Grund R. et al. // Annalen der Physik. 2004. Vol. 13. N 1. P. 59–61.
- [8] Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. М.: Мир, 1991. 560 с.
- [9] Партон В.З., Кудрявцев Б.А. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. М.: Наука, 1988. 472 с.
- [10] Новацкий В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. М.: Мир, 1986. 160 с.
- [11] Белоконов А.В., Еремеев В.А., Наседкин А.В., Соловьев А.Н. // ПММ. 2000. Т. 64. Вып. 3. С. 381–393.
- [12] Акопов О.Н., Белоконов А.В., Надолин К.А. // Математическое моделирование. 2001. Т. 13. № 2. С. 51–60.
- [13] Васильченко К.Е., Наседкин А.В., Соловьев А.Н. // Вычислительные технологии. 2005. Т. 10. № 1. С. 10–20.
- [14] Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Чкалов В.В. и др. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [15] Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
- [16] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // УФН. 1989. Т. 157. Вып. 1. С. 85–127.
- [17] Гуляев Ю.В., Хикернел Ф.С. // Акустический журнал. 2005. Т. 51. № 1. С. 101–110.