

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. Н.Э. БАУМАНА
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
ЦЕНТР ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ МГТУ им. Н.Э. БАУМАНА

НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИРОДЕ И ТЕХНИКЕ

ТРУДЫ ВОСЬМОЙ
ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
27–29 января 2015 года
Москва

Часть II

МГТУ им. Н.Э. Баумана

УДК 536.75
ББК 22.317

Н 52

Необратимые процессы в природе и технике: труды
Н 52 Восьмой Всероссийской конф. / Мин-во образования и
науки Рос. Федерации, Моск. гос. техн. ун-т им.
Н.Э. Баумана. – Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2015.
ISBN 978-5-7038-4105-1
Ч. II. – 240, [1] с.
ISBN 978-5-7038-4107-5 (Ч. II)

В трудах Восьмой Всероссийской конференции приведены
результаты, полученные авторами в области исследования
необратимых процессов в природе и технике.

Труды конференции предназначены для студентов, аспирантов и
научных работников.

УДК 536.75
ББК 22.317

ISBN 978-5-7038-4107-5 (Ч. II)
ISBN 978-5-7038-4105-1

© Центр прикладной физики
МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015
© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015

СЕКЦИЯ 2

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Руководитель секции - д.ф.-м.н., профессор

Мартинсон Леонид Карлович

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА НА ОСНОВЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ

Л.А. Васильева, В.В. Андреев

ФГБОУ ВПО «ЧГУ им. И.Н. Ульянова», Чебоксары

Широко применяется метод получения озона в диэлектрическом барьерном (включая поверхностный) разряде. Из экспериментальных данных известно, что наиболее интенсивно озон синтезируется в барьерном разряде в слое, расположенном в непосредственной близости от поверхности диэлектрика. Также на интенсивность образования озона существенно влияет структура барьерного разряда. Следовательно, исследование диэлектрического барьерного разряда с различными конфигурациями электродов представляет большой практический интерес с точки зрения разработки более эффективных плазмохимических генераторов.

В данной работе исследованы электрофизические процессы и кинетика реакций образования озона в ячейке поверхностного диэлектрического барьерного разряда на основе эквивалентной электрической схемы. Проводимость $G = 1/R$ воздушного зазора определяется по формуле

$$dG/dt = k_{ion} \theta G - k_{rek} G^2. \quad (1)$$

Здесь k_{ion} - коэффициент ионизации; k_{rek} - коэффициент рекомбинации зарядов; θ функция единичного скачка: если разряд есть то $\theta = 1$; в случае отсутствия разряда $\theta = 0$.

Результаты исследования показывают важность учёта геометрии ячейки поверхностного диэлектрического барьерного разряда, наряду с другими электрофизическими параметрами, для генерации оптимальной пространственно- временной конфигурации электрического поля. В результате можно добиться существенного снижения энергетической цены плазмохимического синтеза озона в воздухе при атмосферном давлении.

Результаты исследования представляют существенный практический интерес, так как диэлектрический барьерный разряд является одним из эффективных способов создания неравновесной плазмы при высоких давлениях для разнообразных технологических применений.

ДИНАМИКА ВНУТРЕННИХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ ИЗ ТРЁХ ЧАСТИЦ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МЕЖДУ СОБОЙ В СООТВЕТСТВИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ МОРЗЕ

В.В. Андреев

ФГБОУ ВПО «ЧГУ им. И.Н. Ульянова», Чебоксары

В настоящее время ведутся широкие исследования возможности использования электрохимических, термохимических и фотохимических методов получения водорода из воды и других веществ. Однако здесь еще много нерешенных проблем. Поэтому важно исследование эффектов, возникающих в нелинейных молекулах типа молекулы H_2I при их возбуждении сравнительно слабыми источниками энергии. При этом интерес вызывает динамика развития внутренних процессов в молекуле, которые могут привести к ее развалу. Так как в данном случае представляет интерес динамика движения ядер в молекуле, то для получения качественных результатов, наряду с квантомеханическим анализом, представляет интерес рассмотреть динамику эволюции внутренних процессов в классической трёхчастичной системе.

Рассмотрим трёхчастичную систему, представленную на рис.1. Предположим, что для масс частиц выполняется условие:

$$m_0 \gg \max(m_1, m_2). \quad (1)$$

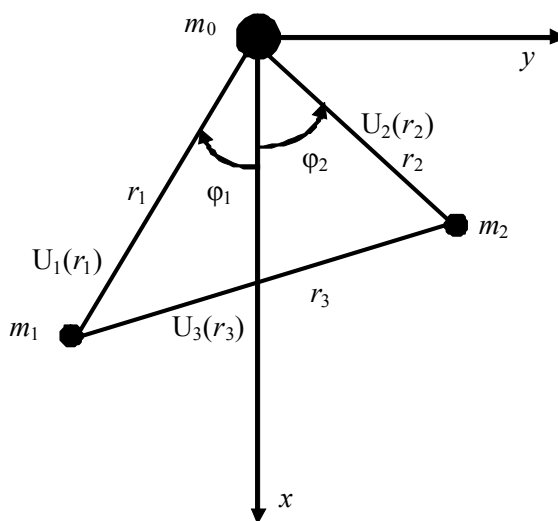


Рис. 1

В силу условия (1) можно считать, что центр масс этой системы практически совпадает с частицей с массой m_0 . Поэтому введем систему координат с началом, совпадающим с указанной частицей.

Пусть потенциальные энергии взаимодействия частиц в системе, представленной на рис.1, определяются формулами (функции Морзе [1]):

$$U_i(r_i) = D_i[1 - \exp(-\beta_i(r_i - r_{0i}))]^2, \quad i = 1, 2, 3.$$

Здесь D_i и β_i - постоянные, характеризующие конкретную трехчастичную систему; r_{0i} - равновесные расстояния между частицами. Тогда лагранжиан рассматриваемой системы в полярной системе координат имеет вид:

$$L = \frac{m_1}{2}(\dot{r}_1^2 + r_1^2\dot{\phi}_1^2) + \frac{m_2}{2}(\dot{r}_2^2 + r_2^2\dot{\phi}_2^2) - D_1[1 - \exp(-\beta_1(r_1 - r_{01}))]^2 - D_2[1 - \exp(-\beta_2(r_2 - r_{02}))]^2 - D_3[1 - \exp(-\beta_3(r_3 - r_{03}))]^2. \quad (2)$$

Здесь $r_3 = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)}$. Тогда уравнения Лагранжа в обобщенных координатах записываются так:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (3)$$

Введём обозначения: $q_1 = r_1$, $q_2 = \phi_1$, $q_3 = r_2$, $q_4 = \phi_2$. Подставив лагранжиан (2) в уравнения движения (3) получим систему вида:

$$\begin{aligned} & m_1\ddot{r}_1 - m_1r_1\dot{\phi}_1^2 + 2D_1\beta_1[1 - \exp(-\beta_1(r_1 - r_{01}))]\exp(-\beta_1(r_1 - r_{01})) + \\ & + 2D_3\beta_3[1 - \exp(-\beta_3(r_3 - r_{03}))]\exp(-\beta_3(r_3 - r_{03})) \times \\ & \times \frac{r_1 - r_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)}} = 0, \\ & m_1 \frac{d(r_1^2\dot{\phi}_1)}{dt} - 2D_3\beta_3[1 - \exp(-\beta_3(r_3 - r_{03}))]\exp(-\beta_3(r_3 - r_{03})) \times \\ & \times \frac{r_1r_2 \sin(\phi_2 - \phi_1)}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)}} = 0, \\ & m_2\ddot{r}_2 - m_2r_2\dot{\phi}_2^2 + 2D_2\beta_2[1 - \exp(-\beta_2(r_2 - r_{02}))]\exp(-\beta_2(r_2 - r_{02})) + \\ & + 2D_3\beta_3[1 - \exp(-\beta_3(r_3 - r_{03}))]\exp(-\beta_3(r_3 - r_{03})) \times \\ & \times \frac{r_2 - r_1 \cos(\phi_2 - \phi_1)}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)}} = 0, \\ & m_2 \frac{d(r_2^2\dot{\phi}_2)}{dt} + 2D_3\beta_3[1 - \exp(-\beta_3(r_3 - r_{03}))]\exp(-\beta_3(r_3 - r_{03})) \times \\ & \times \frac{r_1r_2 \sin(\phi_2 - \phi_1)}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)}} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Сложив второе и четвертое уравнения системы (4) получим:

$$m_1 \frac{d(r_1^2 \dot{\phi}_1)}{dt} + m_2 \frac{d(r_2^2 \dot{\phi}_2)}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{d(m_1 r_1^2 \dot{\phi}_1 + m_2 r_2^2 \dot{\phi}_2)}{dt} = 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow m_1 r_1^2 \dot{\phi}_1 + m_2 r_2^2 \dot{\phi}_2 = \text{const} = L_0 \quad (5)$$

Здесь L_0 - суммарный момент импульса системы. Полученное соотношение (5) представляет закон сохранения момента импульса. Таким образом, в системе дифференциальных уравнений (4) не все уравнения независимы. Следовательно, можно оставить в системе (4) только три дифференциальных уравнения второго порядка и одно дифференциальное уравнения первого порядка (5).

Введем следующие обозначения: $R_1 = r_1/r_{01}$; $R_2 = r_2/r_{02}$; $R_3 = r_3/r_{03}$; $R_{21} = r_{02}/r_{01}$; $R_{13} = r_{01}/r_{03}$; $m = m_1/m_2$; $\omega_1^2 = 2\beta_1 D_1/(m_1 r_{01})$; $\omega_2^2 = 2\beta_2 D_2/(m_2 r_{02})$; $\omega_3^2 = 2\beta_3 D_3/(m_1 r_{03})$; $\alpha_1 = \beta_1 r_{01}$; $\alpha_2 = \beta_2 r_{02}$; $\alpha_3 = \beta_3 r_{03}$; $\beta_{31} = \beta_3/\beta_1$; $\beta_{21} = \beta_2/\beta_1$. Здесь параметры α_1 и α_3 связаны между собой так: $\alpha_3 = \alpha_1 \beta_{31}/R_{13}$. Величины ω_1 , ω_2 и ω_3 выражаются друг через друга по формулам: $(\omega_2/\omega_1)^2 = D_{21} \beta_{21} m/R_{21}$ и $(\omega_3/\omega_1)^2 = D_{31} \beta_{31} R_{13}$. Безразмерное время введем так: $\tau = \omega_1 t$. Тогда уравнения движения (4) и (5) в безразмерной форме примут вид:

$$\ddot{R}_1 - R_1 \dot{\phi}_1^2 + [1 - \exp(-\alpha_1 (R_1 - 1))] \exp(-\alpha_1 (R_1 - 1)) + \\ + \left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\right)^2 [1 - \exp(-\alpha_3 (R_3 - 1))] \exp(-\alpha_3 (R_3 - 1)) \times \{R_1 - R_{21} R_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)\} / R_3 = 0; \\ \ddot{R}_2 - R_2 \dot{\phi}_2^2 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 [1 - \exp(-\alpha_2 (R_2 - 1))] \exp(-\alpha_2 (R_2 - 1)) + \\ + \frac{m}{R_{21}} \left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\right)^2 [1 - \exp(-\alpha_3 (R_3 - 1))] \exp(-\alpha_3 (R_3 - 1)) \times \\ \times \{R_{21} R_2 - R_1 \cos(\phi_2 - \phi_1)\} / R_3 = 0; \\ R_1^2 \ddot{\phi}_1 + 2 R_1 \dot{R}_1 \dot{\phi}_1 - \left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\right)^2 [1 - \exp(-\alpha_3 (R_3 - 1))] \times \\ \times \exp(-\alpha_3 (R_3 - 1)) R_{21} R_1 R_2 \sin(\phi_2 - \phi_1) / R_3 = 0; \\ m R_1^2 \dot{\phi}_1 + R_{21}^2 R_2^2 \dot{\phi}_2 = L_0 / (m_2 r_{01}^2 \omega_1) = l_0. \quad (6)$$

Здесь l_0 - безразмерный сохраняющийся момент импульса системы в целом; величина R_3 определяется по формуле:

$$R_3 = R_{13} \sqrt{R_1^2 + R_{21}^2 R_2^2 - 2R_{21}R_1R_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}.$$

Координаты системы на рис.1, определяющие её равновесную конфигурацию, связаны между собой соотношением:

$$r_{03} = \sqrt{r_{01}^2 + r_{02}^2 - 2r_{01}r_{02} \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})}. \quad (7)$$

Исходя из последней формулы можно записать следующее выражение:

$$R_{13} = 1/\sqrt{1 + R_{21}^2 - 2R_{21} \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})}. \quad (8)$$

Полная энергия исследуемой трехчастичной системы в безразмерной форме определяется по формуле:

$$E_d = \frac{E}{m_1 r_{01}^2 \omega_1^2} = \frac{1}{2} (\dot{R}_1^2 + R_1^2 \dot{\varphi}_1^2) + \frac{R_{21}^2}{2m} (\dot{R}_2^2 + R_2^2 \dot{\varphi}_2^2) + \frac{1}{2\alpha_1} [1 - \exp(-\alpha_1(R_1-1))]^2 + \frac{D_{21}}{2\alpha_1} [1 - \exp(-\alpha_2(R_2-1))]^2 + \frac{D_{31}}{2\alpha_1} [1 - \exp(-\alpha_3(R_3-1))]^2. \quad (9)$$

Если, например, частица массы m_1 становится свободной, то это означает, что в формуле (9) $R_1 \rightarrow \infty$. Следовательно, в этом случае ее безразмерная кинетическая энергия удовлетворяет неравенству:

$$E_{\text{kin } 1} = \frac{1}{2} (\dot{R}_1^2 + R_1^2 \dot{\varphi}_1^2) \geq \max \left[\frac{1}{2\alpha_1}, \frac{D_{31}}{2\alpha_1} \right]. \quad (10)$$

Аналогично получим условие отрыва частицы массы m_2 от трехчастичной системы:

$$E_{\text{kin } 2} = \frac{R_{21}^2}{2m} (\dot{R}_2^2 + R_2^2 \dot{\varphi}_2^2) \geq \max \left[\frac{D_{21}}{2\alpha_1}, \frac{D_{31}}{2\alpha_1} \right]. \quad (11)$$

Результаты исследования показывают возможность развала молекулы воды за счет возбуждения водородных связей и могут быть использованы для разработки практических методов разложения молекулы воды на водород и кислород.

1. *Татевский В.М.* Строение молекул. М.: Химия, 1977. 512 с.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ВЕЩЕСТВ ПО НАБОРУ СПЕКТРОВ С НИЗКИМ ОТНОШЕНИЕМ СИГНАЛ/ШУМ

Васильев Н. С., Морозов А. Н.

МГТУ им. Н. Э. Баумана

Развитие фото сенсоров привело к возможности создания приборов, осуществляющих идентификацию веществ по их зарегистрированным спектрам люминесценции. Наиболее востребованы на сегодняшний день устройства, позволяющие проводить обнаружение в экспресс режиме и без пробоотбора. Это приводит к необходимости обработки сильно зашумлённых спектров. Возникает задача создания математической модели процесса распознавания веществ по их спектрам, которая учитывает случайный характер работы приборов, вносимый фото измерительной аппаратурой.

Сегодня обнаружение присутствия веществ часто проводится с участием нескольких различных спектральных методик, используемых в комплексах химического мониторинга окружающей среды. Возникает задача наиболее эффективного комбинирования измеренной информации для получения максимально надёжного результата.

Анализ веществ с учётом вероятности идентификации требует наличия модели процесса формирования и преобразования погрешностей измерения экспериментальных данных. В работе автором рассматривается система, которая использует статический Фурье-спектрометр видимого и ближнего ультрафиолетового диапазона [1-4]. Модель должна учитывать ошибки измерения регистрируемой интерферограммы и восстановления спектра. Схематично этот процесс показан на рис. 1.

Существенной особенностью работы алгоритмов в условиях наличия шума является необходимость отождествления с эталонным веществом множества возможных спектров, получаемых в результате экспериментов. При этом требуется задание доверительной вероятности, которая очерчивает границы этих множеств в параметрическом пространстве.

Для распознавания спектров требуется указать меру их схожести друг с другом. В работе [2] авторами рассматривается величина нормированного скалярного произведения, которая определяется из следующего соотношения:

$$\rho = \rho(x, y) = \frac{(x, y)}{|x| \cdot |y|}. \quad (1)$$

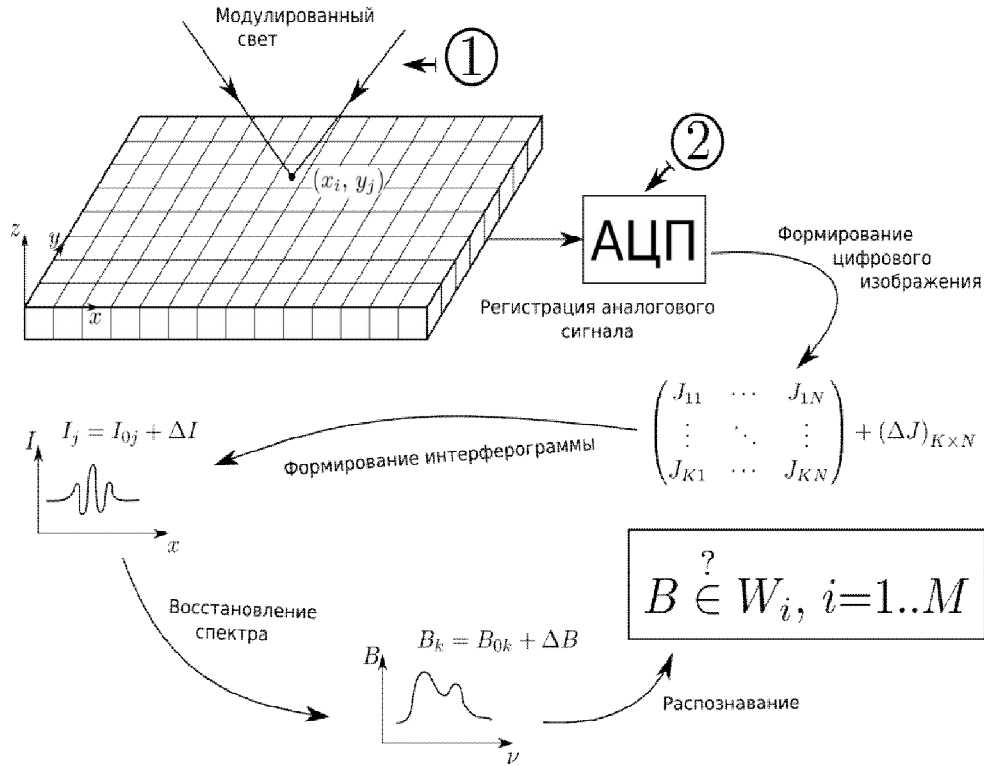


Рис. 1. Схема формирования и преобразования ошибок измерения двумерных интерферограмм в ошибки распознавания веществ.

Эта формула определяет отображение: $\rho : x \times y \rightarrow \rho(x, y)$, $x, y \in \mathbb{R}^N$, $\rho(x, y) \in \mathbb{R}$, где N - размерность параметрического пространства спектров (количество точек разбиения). Зафиксируем в этом отображении второй параметр набором эталонных спектров, тогда указанная функция определит отображения пространства $\mathbb{R}^N$ в пространство $\mathbb{R}^M$:

$$\rho : x \rightarrow \rho_B(x), x \in \mathbb{R}^N, \rho_B(x) \in \mathbb{R}^M, (\rho_B(x))_i = \rho(b_i, x), i = 1..M. \quad (2)$$

В работе [5] автором получены аналитические выражения, определяющие эту величину как нормально распределённый вектор:

$$p(\rho) = \frac{1}{(2\pi)^{(N/2)} |\mathcal{K}|^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\rho - \mu)^T \mathcal{K}^{-1}(\rho - \mu)}, \rho \in \mathbb{R}^M. \quad (3)$$

Ковариационная матрица, так же как и в исходном пространстве спектров задаёт в пространстве НСП метрику: $d_M(\rho(x), \rho(y)) = (\rho(x) - \rho(y))^T \mathcal{K}^{-1}(\rho(x) - \rho(y))$. По заданному распределению ρ и данной вероятности P^* можно определить расстояние d^* , удовлетворяющее условию:

$$P(d_M(\rho(x), \mu_\xi) > d^*) = P^*. \quad (4)$$

По этому расстоянию можно определить систему классов $\{W_i\}$:

$$W_{\xi'} = \{a | d_M(\rho(a), \mu_{\xi}) < d^*\}. \quad (5)$$

Предлагается алгоритм идентификации веществ (алгоритм 2), в котором последовательно проверяется достоверность гипотезы о принадлежности исследуемого вещества к классу W_{ξ} . Полученные величины сопоставляются с заданным порогом. Если порог превышен для нескольких веществ, то обнаруживается вещество с максимальной величиной достоверности.

Рассмотрим случай применения для распознавания одновременно несколько спектров (алгоритм 3). Если методики независимы друг от друга, то получаемые данные не коррелированы. Исходя из этого, ковариационную матрицу K_{ξ} коэффициентов нормированного скалярного произведения можно представить как блочно-диагональную, через соответствующие величины $K_{\xi}^{(i)}, i=1..K$ в каждом из диапазонов отдельно. Аналогично можно записать расширенный столбец математических ожиданий μ_{ξ} через соответствующие значения $\mu_{\xi}^{(i)}, i=1..K$ в каждом диапазоне. Благодаря этому задача сводится к одно диапазонному случаю.

Для апробации предложенных методик использовался прибор (лабораторный макет), предназначенный для осуществления химического экспресс анализа жидких и твёрдых веществ на различных подстилающих поверхностях. Анализ осуществлялся возбуждением и регистрацией вторичного излучения исследуемых образцов. Спектры измерялись при помощи статического Фурье-спектрометра, который входил в состав прибора.

Для апробации были выбраны тестовые вещества: антрацен, 1,4-бис (4-метил 5-фенил 2-оксозолил)бензол (РОРОР), 2,5-дифенилоксазол (РРО), цис-1,2-дифенилэтилен (стильбен), β -индолиламинопропионовая кислота (триптофан). Для анализа эффективности рассматриваемых алгоритмов использовались спектры тестовых веществ, которые зарегистрированы в одинаковых условиях, но при различных величинах экспозиции. Были зарегистрированы наборы идентичных спектров, в которых реализовывалась

различная шумовая составляющая. Получен набор в которых отношение сигнал/шум варьировался в интервале от 1,008 до 1,051.

Для сравнения эффективности рассматривался алгоритм (алгоритм 1, см. [6]), в котором для идентификации использовалось условие превышения порога рассчитанной для текущего спектра величины НСП. Результаты для долей ложных и верных срабатываний показаны ниже в таблице 1.

В качестве различных методик регистрации спектров использовались различные способы возбуждения вторичного излучения фотолюминесценции. Для этого применялись фотодиоды с максимумами излучения на длинах волн 280 или 310 нм, а так же четвёртая гармоника Nd:YAG лазера (266 нм). Полученные результаты в форме «доля ложных срабатываний/доля верных срабатываний» показаны в таблице 1.

Таблица 1. Доля ложных (числитель) и доля верных (знаменатель) срабатываний при анализе сильно зашумлённых спектров

Ист. изл-ия	Метод 1	Метод 2	Метод 3
266	0,13/0,33	0,13/0,49	
280	0,11/0,48	0,11/0,56	0,06/0,76
310	0,11/0,51	0,11/0,57	

Предложенная модель принятия решения при анализе экспериментальных данных приборами-анализаторами веществ по их спектрам позволяет осуществлять идентификацию с контролируемой вероятностью верного результата. Построенные на основе неё новые алгоритмы учитывают достоверность распознавания. Экспериментальная апробация показала, что такой подход повышает долю верных срабатываний и уменьшает долю ложных. Использование этого подхода при комбинировании нескольких спектров, полученных с использованием различных методик, позволяет получить более надёжный результат, чем при использовании каждой из них в отдельности.

Литература

1. Статический Фурье-спектрометр видимого диапазона / Бойко А. Ю., Голяк Иг. С., Голяк Ил. С. и др. // Известия российской академии наук. Энергетика. – 2010. - №2. – С. 12-21.
2. Голяк И. С., Есаков А. А. К обработке интерферограмм со статического Фурье-спектрометра // Наука и Образование. – 2012, URL: <http://technomag.bmstu.ru/doc/432616.html>
3. Методика получения и обработки спектральной информации с помощью статического Фурье-спектрометра / Глаголев К. В., Голяк Иг. С., Голяк Ил. С. и др.// Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 110, № 3. – С. 486-492.
4. Статический Фурье-спектрометр видимого и ближнего ультрафиолетового диапазонов спектра / Бойко А. Ю., Голяк И. С., Голяк И. С. и др. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2009. – Т. 32, № 3. – С. 10-27.
5. Васильев Н. С. Идентификация веществ по спектрам с низким отношением сигнал/шум // Седьмая Международная конференция «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». – 2014. – С. 210-213
6. New dissimilarity measures for ultraviolet spectra identification / Gutierrez-Rodriguez A.E., Medina-Perez, M.A., Martinez-Trinidad J.F. et al. // Advances in Pattern Recognition. 2010/ - Vol. 6256 of Lecture Notes in Computer Science. – P. 220-229.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ НА ОСНОВЕ ТРЕХЧАСТИЧНОГО ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Б.Н.Галимзянов, А.В.Мокишин

*Институт физики, Казанский федеральный университет,
кафедра вычислительной физики, г. Казань*

В настоящее время на основе методов моделирования молекулярной динамики исследованы структурные характеристики сложных атомарных и молекулярных систем, таких как металлы, сплавы, гели, белковые соединения, вода. Несмотря на наличие большого числа методов исследования динамики частиц (атомов, молекул, ионов) компьютерное моделирование позволяет изучать характеристики системы только на ограниченном диапазоне температур и давлений. К примеру, более точное исследование структуры одноатомной модели воды через модифицированный потенциал Стиллинджера-Вебера возможен только в диапазоне температур $T \in [273; 373]K$. Это, прежде всего, подтверждается диаграммой зависимости плотности от температуры $\rho(T)$ [1, 2]. В связи с этим, усовершенствование и разработка потенциалов взаимодействия для различных систем, в том числе для воды, является актуальной задачей.

В связи с этим в данной работе нами выполнено исследование структурной характеристики одноатомной модели воды методом введения усовершенствованного эффективного потенциала межчастичного взаимодействия. В начальном этапе работы в качестве основного уравнения нами взят потенциал Стиллинджера-Вебера (1) [1-3], который состоит из парного и трехчастичного вклада:

$$\begin{aligned} U_{SW} &= \phi_2(r) + \phi_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk}), \\ \phi_2(r) &= A\varepsilon \left[B \left(\frac{\sigma}{r} \right)^p - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^q \right] \exp \left(\frac{\sigma}{r - r_{cut}} \right), \\ \phi_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk}) &= \lambda \varepsilon [\cos \theta_{ijk} - \cos \theta_{0ijk}]^2 \cdot \varphi(r_{ij}) \cdot \varphi(r_{ik}), \\ \varphi(r_{ij}) &= \exp \left(\frac{\gamma \sigma}{r_{ij} - r_{cut}} \right) \text{ и } \varphi(r_{ik}) = \exp \left(\frac{\gamma \sigma}{r_{ik} - r_{cut}} \right). \end{aligned} \tag{1}$$
$$\tag{2}$$

В данной работе вклады $\varphi(r_{ij})$ и $\varphi(r_{ik})$ усовершенствованы с добавлением распределения Гаусса. В итоге данные величины принимают следующий вид

$$\begin{aligned}\varphi_G(r_{ij}) &= \exp\left(-\frac{\gamma\sigma}{(r_{ij}-r_{cut})^2}-\frac{(r_{ij}-\sigma_g)^2}{2\delta^2}\right), \\ \varphi_G(r_{ik}) &= \exp\left(-\frac{\gamma\sigma}{(r_{ik}-r_{cut})^2}-\frac{(r_{ik}-\sigma_g)^2}{2\delta^2}\right).\end{aligned}\quad 3)$$

Здесь величина σ и ε - размер и энергия связи молекул воды соответственно. Параметры A , B , p , q и θ_{ijk} взяты согласно работам [3, 4], величина $r_{cut}=1.8\sigma$ и $\lambda=\chi/2\pi\delta$, r_{ik} и r_{ij} - расстояние между частицами с индексами i , j , k (где $i, j, k=1..N$), величина θ_{ijk} - угол между ними. Параметры χ , δ , γ и σ_g являются подгоночными.

Расчет подгоночных параметров осуществляется через сопоставление радиальной функции распределения частиц $g(r)$ исследуемой системы с другими данными эксперимента или моделирования. Вычисление функции $g(r)$ осуществлялось на основе уравнения

$$g(r) = \frac{V}{4\pi r^2 N} \frac{\Delta n(r)}{\Delta r}, \quad 4)$$

где величина $\Delta n(r)$ - показывает число частиц находящихся на расстоянии r друг от друга, V - объем системы.

Результаты. Нами выполнено моделирование одноатомной модели воды состоящей из $N=1372$ частиц, взаимодействующих между собой в кубической ячейке с периодическими граничными условиями. Система была уравновешена при постоянной температуре $T=298K$ и плотности $\rho_n \approx 1000 \text{ кг/м}^3$ с использованием термостата Нозе-Гувера.

На рис.1 представлены радиальные функции распределения частиц для одноатомной модели воды. Красными кружками представлена функция $g(r)$ для системы, полученной через потенциал U_{SW} , состоящий из уравнений (1) и (2). Зелеными квадратами обозначена модель воды с эффективным потенциалом U_{SW+G} , полученной через уравнения (1) и (3).

Введенный нами эффективный потенциал U_{SW+G} хорошо воспроизводит структурные характеристики одноатомной модели воды, которая подтверждается наличием хорошего согласия между функциями $g(r)$ [1, 2].

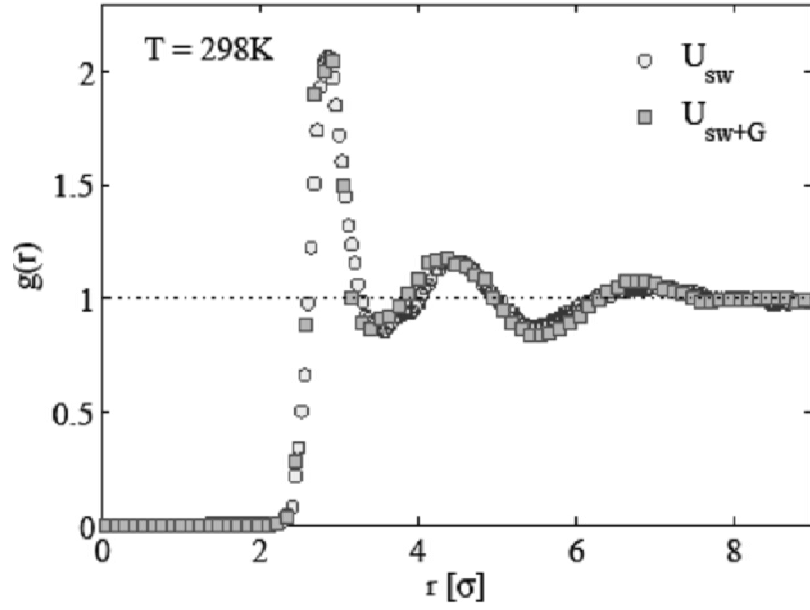


Рис. 1. Радиальные функции распределения частиц для одноатомной модели воды, рассчитанные при температуре $T = 298K$ через эффективные потенциалы U_{SW} и U_{SW+G} .

На рисунке 2 представлены энергии взаимодействия парных и трехчастичных вкладов потенциала U_{SW+G} при значениях угла $\theta_{ijk} = 10^\circ$ и для расстояния $r_{ik} = 1.1\sigma$ (где для удобства величина $r = r_{ij}$).

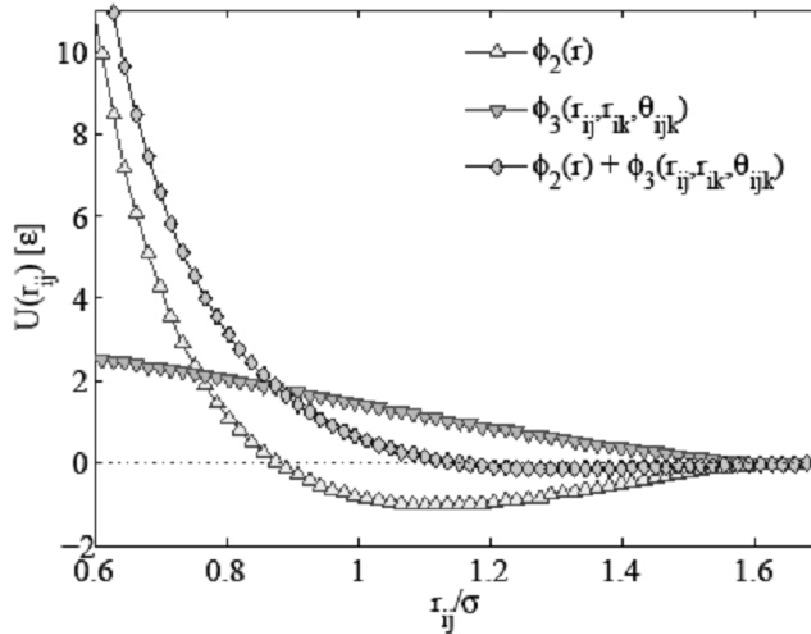


Рис. 2. Изменение энергии парного $\phi_2(r)$ и трехчастичного вклада $\phi_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk})$ потенциала U_{SW+G} с изменением расстояния r_{ij} (где $r = r_{ij}$) между частицами.

Для исследуемой нами системы были получены численные значения следующих подгоночных параметров: $\chi = 9.4$, $\delta = 0.69$, $\gamma = 0.12$ и $\sigma_g = 0.25\sigma$. Здесь параметры σ_g , γ и δ позволяют менять форму кривой трехчастичного вклада, в то время как величина χ влияет на высоту функции $\phi_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk})$. С увеличением расхождения между углами θ_{ijk} и θ_{0ijk} кривая $\phi_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk})$ «гасит» притяжение парного вклада $\phi_2(r)$ тем самым уменьшая сцепление между частицами в этом направлении. В итоге результирующая кривая $\phi_2(r) + \phi_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk})$ в основном состоит из энергии отталкивания.

Таким образом, зная функцию радиального распределения частиц исследуемой системы, с заданной температурой и плотностью, можно рассчитать параметры для любого эффективного потенциала. В данной работе, на основе функции $g(r)$ были получены численные значения параметров для трехчастичного вклада эффективного потенциала U_{SW+G} одноатомной модели воды. Кроме того, разработанные нами программные комплексы позволяют выполнить расчет эффективных полей для исследования более сложных систем, таких как колонии бактерий и динамики частиц в аэрогелях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00335-а).

- [1] Molinero, V., Moore E.B., J. Phys. Chem. B **113**, 4008–4016 (2009).
- [2] Moore E.B., Molinero V., Nature **479**, 506–508 (2011).
- [3] Mokshin A.V., Galimzyanov B.N., J. Phys. Chem. B **116**, 11959 (2012).
- [4] Moore E.B., Molinero V., J. Chem. Phys. **130**, 244505 (2009);

УСТОЙЧИВОЕ ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ RCA-МОДЕЛИ

В. Б. Горяинов

МГТУ им. Н. Э. Баумана, г. Москва

Е. Р. Горяинова

НИУ ВШЭ, г. Москва

В последние годы среди публикаций по анализу временных рядов растёт число исследований, посвящённых нелинейным моделям, в частности авторегрессионным моделям со случайными коэффициентами (random coefficient autoregressive models) или RCA-моделям. В них временной ряд X_t , $t = \pm 1, \pm 2, \dots$ описывается рекуррентным разностным стохастическим уравнением

$$X_t = a_1 X_{t-1} + a_2 X_{t-2} + \dots + a_p X_{t-p} + \varepsilon_t, \quad (1)$$

в котором обновляющий процесс ε_t , $t = \pm 1, \pm 2, \dots$ представляет собой последовательность независимых одинаково распределённых случайных величин с нулевым математическим ожиданием $E\varepsilon_t = 0$ и конечной дисперсией $D\varepsilon_t = \sigma^2$, а $a = (a_1, a_2, \dots, a_p)$ — случайный вектор авторегрессионных коэффициентов.

Процессы, описываемые уравнением (1), возникают при моделировании технических систем и природных явлений в различных областях науки и техники, например, в биологии, гидрологии, метеорологии, экономике [1]. Случайный характер авторегрессионных коэффициентов определяется воздействием многих факторов, имеющих случайное происхождение. Отметим также, что модели (1) возникают при преобразовании стохастических дифференциальных уравнений при помощи разностных схем для последующего их решения численными методами.

В работе рассматривается наиболее распространённый случай, когда координаты вектора a имеют вид

$$a_i = b_i + \eta_i, \quad i = 1, 2, \dots, p,$$

где $b = (b_1, b_2, \dots, b_p)$ — неслучайный неизвестный вектор авторегрессионных параметров, а координаты случайного вектора $\eta = (\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_p)$ являются независимыми случайными величинами, имеют нулевое математическое ожидание и конечную дисперсию и не зависят от обновляющего процесса ε_t , $t = \pm 1, \pm 2, \dots$

Основной задачей при анализе модели (1) является оценивание вектора b по наблюдениям $X_1, X_2, \dots, X_n$. В подавляющем большинстве исследований основными методами оценивания являются методы наименьших квадратов и максимального правдоподобия и их обобщения [2], [3]. Между тем хорошо известно, что они чрезвычайно чувствительны к предположению о распределении вероятности случайных величин $\eta = (\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_p)$ и ε_t , $t = \pm 1, \pm 2, \dots$ и теряют эффективность при нарушении этих предположений (т.е. эти методы не являются робастными).

Рассмотрим для простоты случай $p = 1$. Обозначим через b_0 истинное значение авторегрессионного параметра $b = b_1$ в (1), а через $\mathfrak{F}_k$ σ -алгебру событий, порождённую случайными величинами $\{\eta_i, \varepsilon_i\}$, $i \leq k$. В $\mathfrak{F}_k$ сосредоточена вся информация о случайных процессах η_i и ε_i до момента времени t . Оценка наименьших квадратов $\tilde{b}$ [4] параметра b определяется как точка минимума функции

$$L(b) = \sum_{t=1}^n (X_t - E(X_t | \mathfrak{F}_{t-1}))^2,$$

где $E(X_t | \mathfrak{F}_{t-1})$ — условное математическое ожидание случайной величины X_t относительно σ -алгебры $\mathfrak{F}_{t-1}$, т.е. при условии, что вся информация о поведении процесса X_t до момента t известна. Из (1) и независимости η_i и ε_i следует, что $E(X_t | \mathfrak{F}_{t-1}) = bX_{t-1}$. Поэтому оценка наименьших квадратов $\tilde{b}$ будет точкой минимума функции

$$L(b) = \sum_{t=1}^n (X_t - bX_{t-1})^2.$$

В данной работе предложен метод оценивания параметров, обобщающий метод наименьших квадратов. А именно, оценка $\hat{b}$ параметра b определяется как точка минимума функции

$$\mathcal{L}(b) = \sum_{t=1}^n \rho(X_t - bX_{t-1}), \quad (2)$$

где

$$\rho(x) = \begin{cases} x^2, & \text{если } |x| < k, \\ 2k|x| - k^2, & \text{если } |x| > k \end{cases} \quad (3)$$

— семейство функций Хьюбера [5], [6], а k — некоторый параметр. В частности, при $\rho(x) = x^2$ получается оценка наименьших квадратов. Изменение параметра k от нуля до бесконечности даёт возможность получить оценки разной степени устойчивости к нарушениям в предположении о распределении вероятности обновляющего процесса. В пределе при $k = \infty$ получается оценка наименьших квадратов (наиболее чувствительная к

нарушениям предположений, т.е. наименее робастная оценка этого семейства), а при $k = 0$ — оценка наименьших модулей (наименее чувствительная к нарушениям предположений, т.е. наиболее робастная оценка этого семейства). Робастные оценки, такие как оценка наименьших модулей, также имеют недостатки, а именно, они уступают в эффективности оценке наименьших квадратов в отсутствие нарушений в предположениях о распределении вероятности обновляющего процесса. Поэтому в идеале исследователь должен сам выбрать значение параметра k , наилучшим образом отвечающее качеству собранных наблюдений.

Для того чтобы иметь представление о точности полученной оценки, в частности, при построении для неё доверительного интервала, необходимо знать распределение вероятности этой оценки. К сожалению точное вероятностное распределение оценок удаётся найти лишь в нескольких частных случаях для наиболее простых статистических моделей и в общем случае является невыполнимой задачей. Поэтому стандартный способ состоит в поиске асимптотического распределения оценок при неограниченном увеличении объёма n наблюдений. В частности, в [7] показано, что нормированная оценка наименьших квадратов $\sqrt{n}(\tilde{b} - b_0)$ асимптотически нормальна с нулевым математическим ожиданием и дисперсией

$$\frac{(1-b_0^2-\omega^2)^2(\sigma^2 EX_0^2 + \omega^2 EX_0^4)}{\sigma^4}.$$

Основным результатом данной работы является доказательство асимптотической нормальности оценки $\hat{b}$ параметра b , являющейся точкой минимума функции (2), в которой функция $\rho(x)$ определяется формулой (3). А именно, если плотности распределения вероятности $f(x)$ и $g(x)$ случайных величин ε_1 и η_1 соответственно являются четными функциями, то случайная величина $\sqrt{n}(\hat{b} - b_0)$ будет асимптотически нормальной с нулевым математическим ожиданием и дисперсией

$$\frac{E[X_0^2(\rho'(\eta_1 X_0 + \varepsilon_1))^2]}{(E[X_0^2(F(k - \eta_1 X_0) - F(-k - \eta_1 X_0))])^2},$$

где $F(x)$ — функция распределения вероятности случайной величины ε_1 , а

$$\rho'(x) = \begin{cases} 2x, & \text{если } |x| < k, \\ 2k, & \text{если } |x| > k \end{cases}$$

— производная функции $\rho(x)$.

Доказательство асимптотической нормальности оценки $\hat{b}$ основано на приближении минимизируемой функции (2) квадратичной функцией $\mathcal{L}^*(b)$, асимптотическую нормальность точки минимума b^* которой установить гораздо легче, чем асимптотическую нормальность исходной оценки $\hat{b}$. Далее доказывается, что $\sqrt{n}(\hat{b} - b_0)$ и $\sqrt{n}(b^* - b_0)$ имеют одинаковые асимптотические распределения, откуда и следует асимптотическая нормальность оценки $\hat{b}$.

1. *Tong H.* Nonlinear time series. A dynamical system approach. New York: Clarendon Press, 1990. 564 p.
2. *Aue A., Horváth L.* Quasi-likelihood estimation in stationary and nonstationary autoregressive models with random coefficients // *Statist. Sinica*. 2011. V. 21. N 3. P. 973–999.
3. *Aknouche A.* Two-stage weighted least squares estimation of nonstationary random coefficient autoregressions // *J. Time Ser. Econom.* 2013. V. 5, N 1. P. 25–46.
4. *Хьюбер П.Дж.* Робастность в статистике. М.: Мир, 1984.
5. *Хампель Ф., Рончетти Э., Рауссеу П. и др.* Робастность в статистике. Подход на основе функций влияния. М.: Мир, 1989.
6. *Tjøstheim D.* Estimation in nonlinear time series models // *Stochastic Process. Appl.* 1986. V 21. No 2. P. 251–273.
7. *Nicholls D.F., Quinn B.G.* Random Coefficient Autoregressive Models: An Introduction, *Lecture Notes in Statistics*, vol. 11. New York: Springer, 1982.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЕРЕПЛЕТЕННЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ

С.А. Дергачев, Г.А. Щеглов

МГТУ им. Н.Э. Баумана

При решении вихревыми методами задач обтекания тел требуется моделировать образующиеся за ними вихревые следы. Эти следы могут содержать большое количество протяженных вихревых нитей, которые перезамыкаются и деформируются в потоке сложным образом, образуя замкнутые петли и узлы. В эксперименте [1] при помощи специального генератора удалось получить несколько типов переплетенных вихревых колец и визуализировать их эволюцию [2]. Цель настоящей работы заключается в моделировании динамики переплетенных вихревых нитей лагранжевым бессеточным методом вихревых элементов.

Рассматривается движение K замкнутых вихревых нитей в безграничном объеме несжимаемой среды в течении промежутка времени $0 \leq t \leq T$. Принято допущение, что среда имеет малую вязкость, влияние которой проявляется только в процессах перезамыкания вихревых нитей. Движение среды описывается уравнением неразрывности и уравнением Гельмгольца:

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0, \quad \frac{d\vec{\Omega}}{dt} = (\vec{\Omega} \nabla) \vec{V},$$

где $\vec{V}(\vec{r}, t)$ – нестационарное трехмерное поле скоростей; $\vec{r}$ – радиус-вектор точки в неподвижной мировой системе координат $OXYZ$; $\vec{\Omega} = \nabla \times \vec{V}$ – завихренность. Задано граничное условие затухания возмущений на бесконечности

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \vec{V}(\vec{r}, t) = 0.$$

При численном моделировании параметрами k -той вихревой нити являются координаты принадлежащих ей N_k точек-маркеров в неподвижной системе координат $\vec{r}_{ki}$ и интенсивность Γ одинаковая для всех нитей. Движение вихревой нити описывается перемещением маркеров по траекториям жидких частиц

$$\frac{d\vec{r}_{ki}}{dt} = \vec{V}_{ki}, \vec{r}_{ki}(0) = \vec{r}_{ki}^o \quad i = 1, \dots, N_k, k = 1, \dots, K \quad (1)$$

При вычислении скорости маркеров считается, что отрезок вихревой нити между маркерами $\Delta\vec{r}_{ki} = \vec{r}_{ki+1} - \vec{r}_{ki}$ является прямолинейным. Вектор скорости маркера определяется суммарным влиянием всех отрезков, вычисленным по закону Био-Савара [3]

$$\vec{V}_{ki} = \sum_{l=1}^K \sum_{j=1}^{N_k} \vec{V}_{lj}(\vec{r}_{ki}),$$

$$\text{где } \vec{V}_{lj}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{\vec{a}}{\vec{a} \cdot \vec{a}} \left(\frac{\vec{s}_1 \cdot \Delta\vec{r}_{lj}}{|\vec{s}_1|} - \frac{\vec{s}_2 \cdot \Delta\vec{r}_{lj}}{|\vec{s}_2|} \right), \quad \vec{a} = \vec{s}_1 \times \Delta\vec{r}_{lj}, \quad \vec{s}_1 = \vec{r} - \vec{r}_{lj},$$

$$\vec{s}_2 = \vec{r} - \vec{r}_{lj+1}, \quad \Delta\vec{r}_{lj} = \vec{r}_{lj+1} - \vec{r}_{lj}.$$

Для исключения неограниченного роста скоростей $\vec{V}_{ki}(\vec{r})$ и их производных при приближении к оси вихревого отрезка, вводится сглаживающая функция [4].

$$g(\vec{r}) = \vec{r}^3 (1 + \vec{r}^2)^{-3/2},$$

где $\vec{r} = r / \varepsilon$, а $\varepsilon > 0$ - заданный радиус вихря.

Для моделирования динамики нитей разработана оригинальная модификация алгоритма метода вихревых элементов, включающая помимо численного интегрирования системы (1) процедуры сглаживания и перезамыкания нитей. Программная реализация алгоритма позволяет проводить параллельные вычисления по технологии MPI. При помощи разработанного алгоритма было рассчитано движение двух конфигураций колец из эксперимента.

На рис. 1 представлены три основные фазы эволюции сцепленных вихревых колец в двух проекциях. Угол между плоскостями колец в начале моделирования составлял 30° . Из рисунка видно, как сцепленные кольца перезамыкаются в два отдельных независимых кольца, что соответствует картине, наблюдаемой в эксперименте [1,2].

На рис. 2 показаны основные фазы эволюции вихревого узла сложной формы в двух проекциях: Вихревой узел трансформируется в два независимых кольца, что также соответствует картине, наблюдаемой в эксперименте [1,2].

Расчеты движения переплетенных вихревых нитей показали, что с помощью разработанного алгоритма могут быть устойчиво смоделированы сложные эволюции вихревых петель. Получено качественное сходство результатов расчетов с экспериментальными данными. Достигнутые результаты позволяют использовать разработанный алгоритм для моделирования вихревого следа за обтекаемым телом при помощи множества вихревых петель.

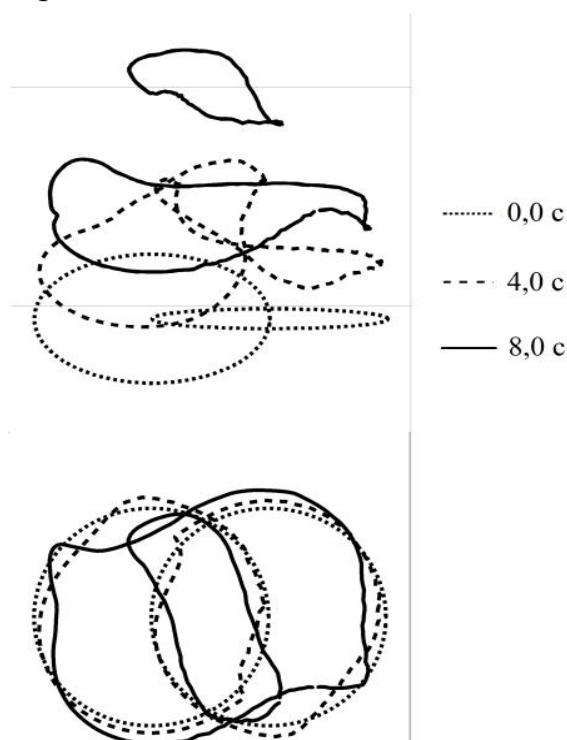


Рис. 1. Фазы эволюции сцепленных вихревых колец, полученные в расчете

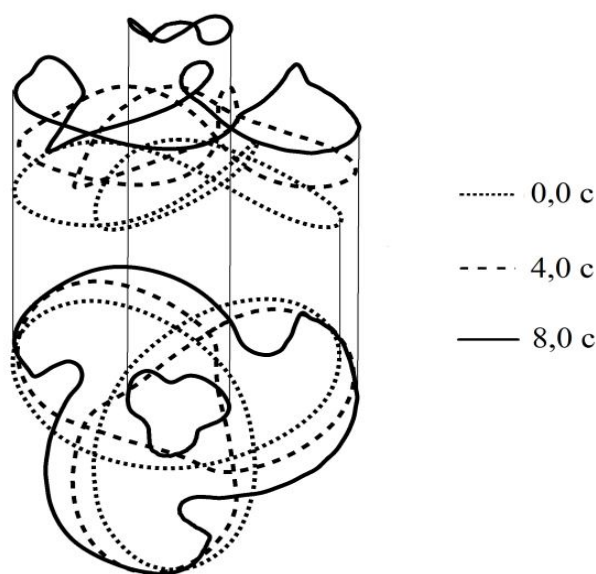


Рис. 2. Фазы эволюции вихревого узла, полученные в расчете

ЛИТЕРАТУРА

1. Kleckner D., Irvine W.T.M. Creation and dynamics of knotted vortices // Nature Physics. – 2013. - №9. – P. 253–258
2. Kleckner D., Irvine W.T.M. Supplementary videos from the paper "Creation and dynamics of knotted vortices". [Электронный ресурс]. URL: <http://www.youtube.com/watch?v=rcnw8NeJqjU>
3. Трехмерное отрывное обтекание тел произвольной формы / Под ред. С.М. Белоцерковского. – М.: ЦАГИ, 2000. – 265 с.
4. Winckelmans G.S., Leonard A. Contributions to Vortex Particle Methods for the Computation of Three-Dimensional Incompressible Unsteady Flows.// Journal of Computational Physics 109, 247-273 (1993).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В НЕЛИНЕЙНОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ

В.Ю.Иванов, И.Б.Иванова (Полякова)

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В данной работе мы рассматриваем процессы формирования фазовых пространственных структур в поперечном сечении когерентного светового пучка в пассивном нелинейном кольцевом резонаторе. Наша теоретическая модель основана на изучении двух связанных друг с другом уравнений: уравнения, описывающего временную динамику фазовой модуляции световой волны в нелинейной среде, и уравнения, описывающего временную динамику комплексной амплитуды светового поля внутри резонатора с учётом дифракции. Для проверки теоретической модели было выполнено численное моделирование исследуемой системы.

Оптический кольцевой резонатор состоит из четырёх зеркал, два из которых обладают 100%-ным отражением, а два других являются частично отражающими. На вход резонатора поступает плоская световая волна. Резонатор содержит тонкий слой нелинейной среды керровского типа, в качестве которого может быть использован жидкокристаллический фазовый модулятор.

Динамика нелинейной фазовой модуляции $u(\vec{r}, t)$, которая характеризует набег фазы пространственно неоднородной световой волны в нелинейной среде, описывается следующим дифференциальным уравнением в частных производных:

$$\tau_0 \frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial t} + u(\vec{r}, t) = D \nabla_{\perp}^2 u(\vec{r}, t) + K |A(\vec{r}, z=0, t)|^2 \quad (1)$$

Здесь $\vec{r} = (x, y)$ - радиус-вектор в поперечном сечении светового поля, z - продольная координата, t - время, τ_0 - характерное время релаксации нелинейности, $\nabla_{\perp}^2$ - поперечный лапласиан, описывающий диффузионный процесс в нелинейной среде, D - нормированный коэффициент диффузии, K - коэффициент нелинейности среды, $|A(\vec{r}, z=0, t)|^2$ - интенсивность светового поля, попадающего в нелинейную среду, $A(\vec{r}, z, t)$ - комплексная медленно меняющаяся амплитуда светового поля внутри резонатора.

Комплексная амплитуда поля $A(\vec{r}, z=0, t)$ складывается из двух частей: комплексной амплитуды входного поля и комплексной амплитуды внутрирезонаторного поля после распространения в системе. Динамика комплексной амплитуды внутрирезонаторного поля непосредственно перед слоем нелинейной среды описывается следующим образом:

$$A(\vec{r}, z=0, t) = \sqrt{1-R} A_{in}(\vec{r}) + \text{Re}^{i\varphi_0} \exp(iL\Delta_{\perp}^2) \{A(\vec{r}, z=0, t) \exp[iu(\vec{r}, t)]\} \quad (2)$$

Здесь R – коэффициент отражения зеркал по интенсивности, $A_{in}(\vec{r})$ – комплексная амплитуда входной световой волны, φ_0 – постоянный фазовый сдвиг световой волны в резонаторе, L – длина резонатора, нормированная на дифракционную длину, которая определяется диаметром апертуры резонатора или входного пучка. Процесс дифракционного распространения поля в резонаторе представлен в уравнении (2) оператором распространения $\exp(iL\Delta_{\perp}^2)$ и описывается обычным уравнением дифракции в приближении квазиоптики с граничным условием, которое определяется полем непосредственно после слоя нелинейной среды.

Система уравнений (1), (2) имеет пространственно-однородное стационарное решение. В зависимости от значения коэффициента нелинейности K существует несколько различных стационарных значений пространственно однородной фазы выходного поля. Конкретное значение фазы зависит от начальных условий при заданном значении K . Ответ на вопрос об устойчивости пространственно однородного стационарного решения можно получить с помощью линейного анализа устойчивости. Предположим, что малые пространственные возмущения фазы $\delta u(\vec{r}, t)$ и амплитуды $\delta A(\vec{r}, t)$ добавляются к пространственно однородным стационарным решениям и линеаризуем исходную нелинейную систему уравнений (1), (2) по отношению к этим возмущениям. Представляя возмущение в специальном виде, соответствующем пространственно модулированной волне:

$$\delta u(\vec{r}, t) = \delta u_0 \exp(i\vec{k}_{\perp} \vec{r}) e^{\lambda t}$$

где $\vec{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$ – волновой вектор в поперечном сечении светового пучка, λ – инкремент возбуждения, можно явно учесть влияние поперечного

лапласиана на возмущения и получить характеристическое уравнение для определения зон неустойчивости, в которых возможно формирование пространственных структур. Неустойчивость поперечной структуры светового поля, которая возникает из пространственно однородного состояния и характеризуется поперечным волновым вектором $\vec{k}_{\perp} \neq 0$, обычно называют «модуляционной неустойчивостью», т.к. в этом случае возмущение представляет из себя пространственно модулированную структуру с длиной волны $2\pi / k_{\perp}$.

Основной механизм, который приводит к формированию стационарных пространственных структур, состоит в следующем. Рост входной интенсивности световой волны приводит к увеличению стационарной пространственно однородной фазы. В какой-то момент времени она достигает минимума зоны неустойчивости. Соответствующее значение критического поперечного волнового вектора $k_{\perp}$ определяет длину волны модуляции, а соответствующее критическое значение фазы определяет порог возбуждения для данного вектора. На плоскости поперечных волновых векторов такая ситуация соответствует возникновению круга критических векторов (мод), имеющих одинаковую длину и различные направления в пространстве, для которых выполнено условие возбуждения. Именно набор пространственных векторов из критического круга соответствует той пространственной структуре, которая формируется в системе вблизи порога возбуждения. При дальнейшем росте входной интенсивности появляется взаимодействие между пространственными модами, принадлежащими к разным областям неустойчивости, что обеспечивает огромное разнообразие пространственных фазовых структур в пассивном нелинейном кольцевом резонаторе.

В докладе приводятся результаты численного моделирования динамики нелинейного пассивного кольцевого резонатора. Вблизи порога возбуждения в резонаторе формируются собственные пространственные структуры: ролл и гексагон, которые обусловлены взаимодействием мод из одной и той же области возбуждения (рис. 1).

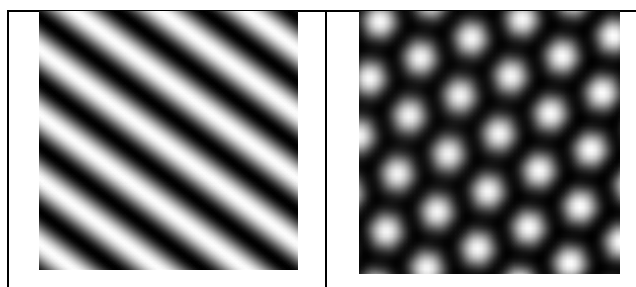


Рис. 1. Собственные пространственные структуры резонатора

При увеличении интенсивности входного поля характер взаимодействия усложняется. Если условия возбуждения оказываются выполненными для мод из двух соседних областей неустойчивости, то в системе наблюдается формирование более сложных пространственных структур, таких как, например, додекагон (рис. 2а). Во взаимодействие могут оказаться втянутыми третья, четвертая и т.д. области неустойчивости, что приводит к формированию сложных поперечных пространственных структур, которые мы назвали flower-like структурами (структуры, похожие на цветы) (рис. 2б)

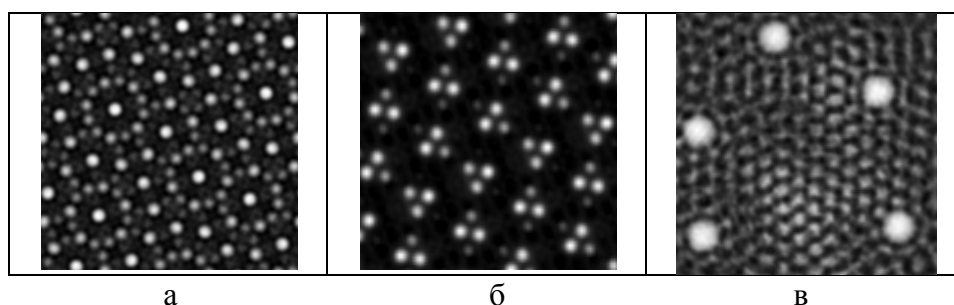


Рис. 2. Сложные пространственные структуры, наблюдавшиеся в резонаторе

Численно был обнаружен особый режим, приводящий к формированию динамических фазовых пространственных структур в резонаторе. Такая фазовая структура возникает в области бистабильности пространственно однородной нелинейной фазовой модуляции вблизи порога возбуждения. Она имеет вид ярких крупных пятен в поперечном сечении пучка (рис. 2в). Пятна медленно перемещаются, могут объединяться, пропадать, появляться снова. Они существуют на фоне менее яркой мелкой собственной структуры (обычно гексагона).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИМПУЛЬСНОЙ ТЕПЛОВОЙ ОБРАБОТКИ ПРОВОЛОКИ

В. П. Ляшенко, О. Б. Кобильська, Д. М. Калиниченко

Кременчугский национальный университет имени Михаила Остроградского

АКТУАЛЬНОСТЬ РАБОТЫ. Получение проволоки из тугоплавких металлов с улучшенными свойствами требует новых подходов и технологических решений. Предварительный разогрев проволоки перед пластической деформацией приводит к снижению ее качества. Пластическая деформация тугоплавкой и трудно деформируемой проволоки при комнатных температурах возможна с применением технологии электропластического волочения (ЭПВ) [1]. Одной из основных технологических проблем, возникающих при реализации ЭПВ, является определение параметров управления процессом ЭПВ, которые бы позволили максимально снизить усилие волочения. Эти параметры можно определить, исследуя математическую модель процесса ЭПВ и решая обратную задачу к задаче описывающей тепловой процесс. Математическая модель такого процесса в наиболее полной постановке приводит к исследованию и решению нелинейных и нелокальных задач для уравнений теплопроводности и термоупругости [2].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. С математической точки зрения температурное поле движущейся проволоки во время процесса ЭПВ можно рассматривать как температурное поле движущейся осесимметричной изотропной среды с действующим импульсным внутренним источником тепла, порождаемым действием электрического тока силой I в зоне пластической деформации [1, 2].

ЦЕЛЬ РАБОТЫ. Найти оптимальные значения параметров управления процессом ЭПВ, во время переходного процесса волочения, когда проволока движется с переменной скоростью.

МАТЕРИАЛЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ. Определение нестационарного температурного распределения, во время переходного процесса, приводит к решению следующей начально-краевой задачи для уравнения теплопроводности в области Ω_t ,

$$\Omega_t : \{(z, r, t) | 0 < z < l, 0 < r < r_0, 0 < t \leq t_0\} \quad [2]$$

$$\lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \nu(t) c \rho_n \frac{\partial T}{\partial z} - c \rho_n \frac{\partial T}{\partial t} = -W(z, t, T), (r, z) \in \Omega_t \quad (1)$$

$$T(r, z, 0) = T_0, \quad (2)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = f_{12} \left[\alpha(T_c - T) - \varepsilon \sigma(T_c^4 - T^4) \right], \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L} = f_{12} \left[\alpha(T - T_c) - \varepsilon \sigma(T^4 - T_c^4) \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = f_{12} \left[-\alpha(T)(T - T_c) - \varepsilon \sigma(T^4 - T_c^4) \right], \quad (4)$$

где $w(z, t, T)$ в случаи зависимости источников тепла от координаты и времени имеет вид

$$W(z, t, T) = f_{11}(z) f_2(T), \quad (5)$$

$$W(z, t, T) = f_{12}(t) f_2(T),$$

$$f_2(T) = \frac{I^2 \rho_0 (1 + \beta T)}{\pi^2 r_0^4}, \quad \rho_0, \beta - \text{удельное сопротивление и температурный}$$

коэффициент сопротивления проволоки.

Функции $f_{11}(z), f_{12}(t)$ в зависимости от технологических особенностей процесса могут иметь вид

$$f_{11}(z) = \begin{cases} m \frac{z}{l_0} - mn, n l_0 \leq z \leq \left(n + \frac{1}{m}\right) l_0 \\ 0, \left(n + \frac{1}{m}\right) l_0 < z \leq (n+1) l_0, z < 0 \end{cases}, \quad f_{12}(t) = \begin{cases} m \frac{t}{t_0} - mn, n t_0 \leq t \leq \left(n + \frac{1}{m}\right) t_0 \\ 0, \left(n + \frac{1}{m}\right) t_0 < t \leq (n+1) t_0, t < 0 \end{cases}.$$

Тут параметры m, n определяют циклический характер действия источников тепла. Функции $f_{11}(z), f_{12}(t)$ кусочно-непрерывны и положительно определены.

Для определения параметров управления привлекаем интегральное условие, описывающее баланс энергии в зоне подведения импульсного тока.

$$\begin{aligned} \int_{0+}^{t_0} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{0+}^{r_0} \int_0^l f_{12}(t) \frac{I(t)^2 \rho_0 l + \beta I(t)^2 \rho_0 l T(r, z, t)}{\nu(t) r_0^4 \pi^2} dz dr dt = \alpha l \int_{0+}^t \iint_G \frac{T(r, z, t) - T_c}{\nu(t)} dg dt + \\ + c \rho_n \int_{0+}^{t_0} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{0+}^{r_0} \int_0^l (T(r, z, t) - T_0) dz dr dt. \end{aligned} \quad (6)$$

Функцию источника тепла (5) будем считать неизвестной функцией. Задав ее можно найти температурное поле в зоне подведения импульсного тока.

Будем искать функцию $I(t)$ управления из условия минимизации потерь тепла. Модуль разницы между выделенной реально энергией w_1 и энергией полученной из решения задачи w_2 , соответствующей данному управлению, должен быть минимальным. Управление $I(t)$ соответствующие минимуму невязки $J(t)$, характеризующий модуль разности энергий выделенной реально и полученной из решения задачи.

Меру отклонения энергий выделенной реально и полученной из решения задачи при нагревании выражает функционал в пространстве функций $I(t)$

$$J(I) = \min |w_1 - w_2|.$$

Его численное значение определяет расстояние в функциональном пространстве с метрикой $\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n |x_i^j - y_i^j|$ между выделенной энергией, рассчитанной со значением $I(t)$, и поглощенной энергией. Вместо непрерывной функции $I(t)$ рассмотрим ее конечномерный аналог в виде вектора $I = \{I_1, I_2, \dots, I_m\}^T$, компоненты которого получены дискретизацией на временной сетке $I_m = I(t_m)$. Будем считать, что временной ряд $\{I_n\}_1^m$ используется для кусочно-полиномиальной аппроксимации искомой функции.

После усреднения по радиусу и учитывая, что температурное поле не зависит от угловой координаты, условие (6) приобретает вид (7)

$$\int_{0+0}^{t_0} \int_0^l f_{12}(t) \frac{I(t)^2 \rho_0 l + \beta I(t)^2 \rho_0 u(z, t) l}{r_0^4 \pi^2 \nu(t)} dz dt = c \rho_n \int_{0+0}^{t_0} \int_0^l (u(z, t) - T_0) dz dt + \frac{\alpha l}{2\pi r_0} \int_{0+0}^{t_0} \oint \frac{u(z, t) - T_c}{\nu(t)} dz dt. (7)$$

Заменим интеграл конечной суммой

$$J(I) = \Delta \tau \Delta x \sum_{n=1}^m \sum_{n=1}^m |W_1(I, x_n, \tau_n) - W_2(\tau_n)| \equiv \Delta \tau \Delta x \|W_1[I] - W_2\|,$$

где $-\Delta \tau, \Delta x$ – шаги по времени и координате, $W_1[I]$ – вектор выделенной реально энергии, W_2 – вектор энергии полученной из решения задачи, вычисленный по известному значению параметра I [3, 4]. Таким образом обратная задача в экстремальной постановке сведена к задаче минимизации невязки энергии $\min_I |W_1[I] - W_2|$ в соответствующем метрическом пространстве.

Для решения задачи использован итерационный процесс

$$I^{k+1} = I^k + \Delta I^k, k = 0, 1, \dots,$$

где I_0 – начальное приближение искомого параметра.

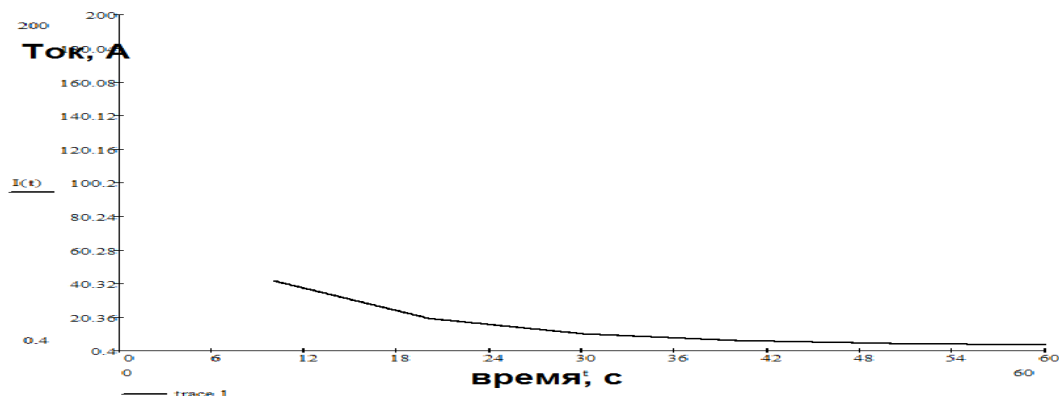


Рис.1-Параметр управления температурным полем, полученный из решения задачи (1)–(4),(6).

ВЫВОДЫ. Рассмотрена математическая модель температурного поля в движущейся осесимметричной изотропной среде с действующим импульсным внутренним источником тепла, порождаемым действием электрического тока силой I в зоне пластической деформации во время процесса ЭПВ. На основе решения обратной задачи для уравнения теплопроводности предложена методика определения параметра управления температурным полем при ЭПВ.

Привлечение интегрального условия для начально-краевой задачи теплопроводности позволило представить ее в экстремальной постановке. Для получения численных значений параметра управления были использованы итерационные градиентные методы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Влияние электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов: Монография / О. А. Троицкий, В.П. Ляшенко, Е.Б. Кобыльская и др. под. ред. В.Е. Громова. – Новокузнецк: Изд-во «СибГИУ», 2011.– 218 с.
2. Ляшенко В.П. Электропластическое волочение и новые технологии создания облегченных проводов / О.А. Троицкий, В. И. Сташенко, В.Г. Рыжков, В.П. Ляшенко, Е.Б. Кобыльская // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). – Харьков, 2011. – Вып. 4/2011. – С. 111–117.
3. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена / Алифанов О.М. – М.: Машиностроение, 1988. – 280
4. Темкин А.Г. Обратные методы теплопроводности / Темкин А.Г. – М.: Энергия, 1973. – 464 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА НЕЛИНЕЙНЫХ ФОРМ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ УПРУГИХ СТЕРЖНЕЙ ПОСЛЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ

Д.В. Капитанов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Национальный исследовательский университет

Раздел теории упругой устойчивости, связанный с реакцией упругих конструкций на различные виды механической нагрузки, имеет важные технические приложения для оценки критических значений последних, вызывающих потерю устойчивости инженерных сооружений. Рассматриваемая ниже проблема устойчивости упругих стержней при наличии продольной нагрузки может служить наглядной иллюстрацией ряда особенностей как потери устойчивости, так и поведения упругих конструкций после потери устойчивости.

1. Уравнение движения и краевые условия консольно закрепленного стержня со следящей силой на свободном конце

Будем рассматривать малые, низкочастотные, плоские колебания однородного, прямого стержня. Вывод уравнения и краевых условий осуществляется с использованием принципа Гамильтона-Остроградского [1, 2]. Предполагается, что справедлива система гипотез, исключающих связь продольных, изгибных и крутильных деформаций и позволяющая отдельно рассматривать колебания, которые обусловлены чистым, плоским изгибом. В этом случае для описания деформации изгиба оси стержня достаточно одной компоненты вектора перемещения, зависящей от пространственной координаты, отсчитываемой вдоль оси недеформируемого стержня, и от времени.

Уравнение малых колебаний имеет вид:

$$EI \frac{\partial^4 y(x,t)}{\partial x^4} + P \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2} + \xi \frac{\partial y(x,t)}{\partial t} + m \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} = 0. \quad (1)$$

В случае консольного закрепления краевые условия имеют вид:

$$y(x,t)|_{x=0} = 0; \left. \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0; \left. \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2} \right|_{x=l} = 0; \left. \frac{\partial^3 y(x,t)}{\partial x^3} \right|_{x=l} = 0. \quad (2)$$

Здесь EI – изгибная жёсткость, $y(x, t)$ – малое отклонение оси стержня, P – сжимающая нагрузка, ξ – коэффициент трения, m – масса, приходящаяся на единицу длины.

2. Исследование границы потери устойчивости

Провести аналитическое исследование устойчивости данной задачи не представляется возможным. Среди возникающих при исследовании проблем основной является несамосопряженность упругого оператора задачи [3]. Применение обычно используемых в подобных задачах приближенного метода Бубнова–Галеркина требует анализа сходимости метода, которая для этого случая строго не доказана [4]. В работе [5] представлена методика численного получения не приближенного, а точного решения. Не останавливаясь на деталях приведем результаты исследования необходимые для иллюстрации особенностей потери устойчивости в этой задаче.

Задача (1) – (2) в безразмерном виде имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 y(\varphi, \tau)}{\partial \varphi^4} + b \frac{\partial^2 y(\varphi, \tau)}{\partial \varphi^2} + \delta \frac{\partial y(\varphi, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 y(\varphi, \tau)}{\partial \tau^2} &= 0; \\ y(\varphi, \tau)|_{\varphi=0} &= 0; \quad \left. \frac{\partial y(\varphi, \tau)}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial^2 y(\varphi, \tau)}{\partial \varphi^2} \right|_{\varphi=1} = 0; \quad \left. \frac{\partial^3 y(\varphi, \tau)}{\partial \varphi^3} \right|_{\varphi=1} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{Здесь } \delta = \frac{\xi l^2}{EI} \sqrt{\frac{EI}{m}}, \quad b = \frac{Pl^2}{EI}, \quad \varphi = \frac{x}{l}, \quad \tau = t \left(\sqrt{\frac{m}{EI}} l^2 \right)^{-1}.$$

После подстановки в (3) решения в виде $y(\varphi, \tau) = W(\varphi)e^{\lambda\tau}$ приходим к задаче на собственные значения:

$$\begin{aligned} \frac{d^4 W}{d\varphi^4} + b \frac{d^2 W}{d\varphi^2} + (\delta\lambda + \lambda^2)W &= 0; \\ W(\varphi)|_{\varphi=0} &= 0; \quad \left. \frac{dW(\varphi)}{d\varphi} \right|_{\varphi=0} = 0; \quad \left. \frac{d^2 W(\varphi)}{d\varphi^2} \right|_{\varphi=1} = 0; \quad \left. \frac{d^3 W(\varphi)}{d\varphi^3} \right|_{\varphi=1} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Задача состоит в анализе характера потери устойчивости в зависимости от безразмерных параметров b, δ . Решение задачи (4) получено численно с использованием разработанного алгоритма [6]. Результаты исследования представлены ниже в виде зависимости от параметров b и δ годографов характеристических показателей $\lambda_k = h_k + iw_k$. На рис. 1, 2 приведены годографы, соответствующие низшим собственным формам деформации.

В силу симметрии графиков относительно оси w , приведена только верхняя часть плоскости hw . Годографы характеристических показателей,

соответствующие более высоким модам, также получаемые при расчете, для определения границы устойчивости не представляют интереса и не приводятся. С ростом определяющегося отношением сжимающей силы к собственной изгибной жесткости параметра b характеристические показатели этих первых двух форм идут навстречу друг другу, сливаются и один из них переходит в правую часть плоскости hw .

Потеря устойчивости в этом случае при $\delta = 0$ происходит при $b_{кр} = \frac{Pl^2}{EI} = 20,05$ сразу после слияния первых двух характеристических показателей, годограф которых представлен на рис. 1. Найденное критическое значения параметра b очень близко к представленному в [4, 7]. При этом следует напомнить, что используемый в [4] метод Бубнова-Галеркина для несамосопряжённых задач не имеет строгого обоснования. Вместе с тем сравнение полученного в настоящей работе точного значения $b_{кр}$ с указанным приближенным лишний раз свидетельствует о справедливости приведённого в [4] утверждении, что формы потери устойчивости в несамосопряжённых задачах могут быть удачно аппроксимированы при помощи линейной комбинации небольшого числа первых форм собственных колебаний, а примеров, когда это не так, не имеется.

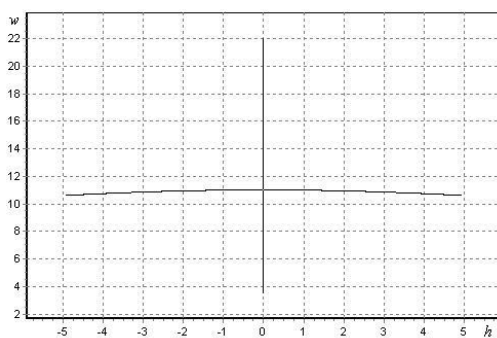


Рис.1.

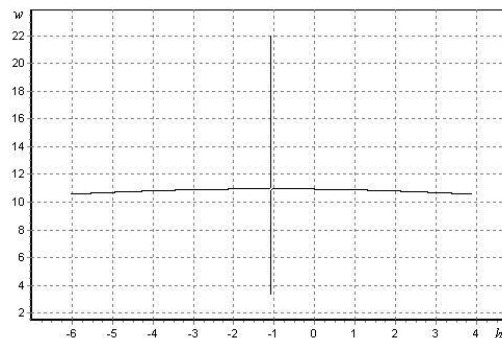


Рис.2.

В случае $\delta > 0$ характеристические показатели сдвигаются на одинаковое значение в левую полуплоскость (рис.2). Качественное поведение корней аналогично первому случаю, но потеря устойчивости наступает при больших значениях параметра нагрузки: для $\delta = 2.15$ $b_{кр} = 20,29$.

3. Динамика сжатого стержня вблизи границы устойчивости

Потеря устойчивости в случае превышения критического значения нагрузки приводит к росту деформации и для рассмотрения поведения стержня

в этом случае необходимо уточнение математической модели (1), которая справедлива только при малых деформациях.

Анализ этого случая требует учета взаимодействия по крайней мере двух форм деформации. Математическим признаком потери устойчивости является смена знака действительной части двух корней характеристического уравнения. При этом возникают нарастающие колебания и рассмотрение характеристик этих колебаний требует учета ограничивающих колебания нелинейных факторов. Согласно общим представлениям теории динамических систем [8] в этом случае возникают автоколебания. Потеря устойчивости состояния равновесия, соответствующего недеформированному стержню, сопровождается рождением предельного цикла, однако учет взаимодействия форм деформации требует рассмотрения эволюции структуры по меньшей мере четырёхмерного фазового пространства, что довольно затруднительно. Для доказательства возникновения автоколебаний и определения параметров соответствующего предельного цикла было использовано представление в виде комбинации нелинейных нормальных форм [9]. Это позволяет свести задачу к анализу уже двухмерного фазового пространства.

В закритической области параметра нагрузки $b > b_{кр}$, когда наблюдается рост отклонений стержня, в математической модели динамики стержня необходимо, как уже отмечено, учесть нелинейные эффекты. При $\delta = 0$ уравнение (1) можно записать в виде системы:

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = v, \quad \frac{\partial^4 y}{\partial \varphi^4} + b \frac{\partial^2 y}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial v}{\partial \tau} + \Phi(y, v, \varphi) = 0. \quad (5)$$

В этих выражениях $v(\varphi, \tau)$ - скорость точек оси стержня, $\Phi(y, v, \varphi)$ - нелинейная функция относительно своих аргументов. Структура этой функции определяется учитываемыми в модели нелинейными эффектами. К таким эффектам можно отнести нелинейное вязкое трение, геометрические нелинейности, которые следует учитывать при колебаниях стержней с большой амплитудой, нелинейность упругих сил при деформации стержня.

В данной работе рассматривался случай действия на стержень сил кубического вязкого трения

$$\Phi(y, \frac{\partial y}{\partial \tau}, \varphi) = \left[\frac{\partial y}{\partial \tau} \right]^3.$$

Использование идеи метода центральных многообразий [9] дает возможность в закритической области параметра нагрузки исследование распределенной системы (5) свести к анализу обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка (в общем случае, нелинейного). Исследования показали существование у системы предельного цикла. Таким образом, потеря устойчивости проявляется в виде бифуркации, в результате которой может рождаться предельный цикл.

Литература

1. Динамика конструкций гидроаэроупругих систем / Фролов К.В., Махутов Н.А., Каплунов С.М., Смирнов Л.В. Ин-т машиноведения им. А.А. Благодногова. – М.: Наука, 2002.
2. Смирнов Л.В., Капитанов Д.В. Динамика упругого сжатого стержня при потере устойчивости: учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2010.
3. Коллатц Л. Задачи на собственные значения – М.: Наука, главная редакция физико-математической литературы, 1968.
4. Болотин В.В. Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1961.
5. Капитанов Д.В., Овчинников В.Ф., Смирнов Л.В. Неконсервативная устойчивость трубопровода и консольного стержня // Проблемы машиностроения и надёжности машин, 2010, №2, стр. 117-123.
6. Капитанов Д.В., Овчинников В.Ф., Смирнов Л.В. Численно-аналитическое исследование устойчивости закреплённого стержня со следящей силой на свободном конце // Проблемы прочности и пластичности: Межвуз. Сборник. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, вып.69, 2007. – С. 177-184.
7. Пановко Я.Г., Губанова И.И. Устойчивость и колебания упругих систем. М.: Наука, 1979.
8. Горяченко В.Д. Элементы теории колебаний: Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 2001.
9. Аврамов К.В., Михлин Ю.В. Нелинейная динамика упругих систем. Т.1. Модели, методы, явления. – М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2010.

СФЕРИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ КРУГЛОЙ ПЛАСТИНЫ В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОМЕРНОГО НАГРЕВА

А.Ю. Карпачев

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Использование физической модели в виде круглой пластины довольно часто встречается при расчетах технических систем. Это может служить основанием необходимости более детального изучения ее динамического поведения, и в частности случая динамики сферического вращения, представленного наложением собственного вращения пластины относительно осевой оси симметрии и переносного вращения вокруг оси, лежащей в ее плоскости.

Предложенная к рассмотрению лабораторная установка на рис.1, позволяет получить качественную картину характера деформаций тонкой упругой пластины в сферическом движении [1,2], где каждая частица диска смещается в направлении, противоположном ускорению $\vec{a} = \vec{a}_r + \vec{a}_e + \vec{a}_k$ ($\vec{a}_r$ – относительное ускорение, $\vec{a}_e$ – переносное ускорение и $\vec{a}_k$ – ускорение Кориолиса). Это приводит к растяжению и изгибу пластины.

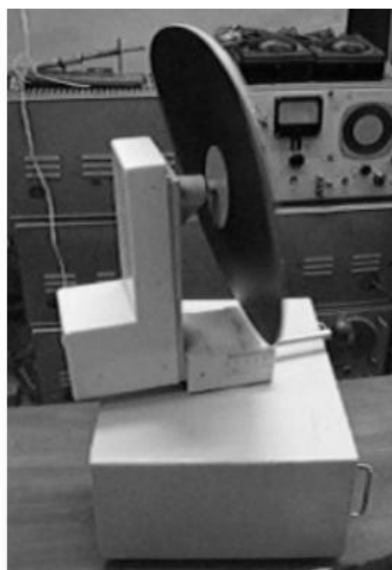


Рис. 1. Экспериментальная установка

Расчет напряженно-деформированного состояния (НДС) с учетом неравномерного нагрева рассмотренного тела с позиций двухмерной геометрически нелинейной теории круглых пластин слишком трудоемок, т.к. осложняется нелинейным характером зависимостей ускорений, а, следовательно, и вызывающих эти ускорения сил. Принятые допущения позволили исследовать деформацию пластины на основе решения одномерной

краевой задачи с использованием линеаризованных уравнений. Они получены в предположении, что напряженное состояние пластины состоит из основного и дополнительного. Первое вызвано растяжением ее в плоскости и обусловлено относительным ускорением и неравномерным нагревом, второе от изгиба из ее плоскости, как следствие проявления ускорений Кориолиса и переносного ускорения [2]. На указанное основное напряженное состояние существенное значение оказывают температурные напряжения, что в свою очередь отразится на осевых прогибах.

В качестве функции температурного перепада (неравномерного нагрева) вдоль радиуса пластины r использованы зависимости, аппроксимирующие распределение избыточной температуры в виде

$$\tilde{T}_i = \tilde{\lambda} \cdot f_i(\tilde{r}), i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где

$$f_1(\tilde{r}) = \left(\frac{1 - \tilde{r}}{1 - \tilde{k}_a} \right)^2, f_2(\tilde{r}) = 0,5(1 - \cos(\tilde{p})), f_3(\tilde{r}) = \left(\frac{\tilde{r} - \tilde{k}_a}{1 - \tilde{k}_a} \right)^2, \quad (2)$$

$$\tilde{\lambda} = \frac{\alpha \cdot c^2 \eta}{h_0^2} \lambda, \tilde{k}_a = a / c \leq \tilde{r} = r / c \leq 1, \tilde{p} = 2\pi \cdot (1 - \tilde{r}) / (1 - \tilde{k}_a), \eta = 12(1 - \mu^2),$$

α – температурный коэффициент расширения, μ – коэффициент Пуассона, h_0 – характерная толщина диска, c – радиус внешнего контура пластины, a – радиус фланца защемления пластины.

Проведены расчеты по оценке влияния вида неравномерного нагрева на НДС пластины при заданных угловых скоростях вращения.

Выводы и рекомендации, сделанные на основе изложенных исследований, могут быть полезны при определении допустимых кинематических режимов использования разрабатываемых конструкций.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ № НШ-4058.2014.8.

Библиографический список

1. Карпачев А.Ю., Небесный М.В., Овчинников В.А. К исследованию динамического поведения систем с распределенными параметрами на ЭВМ // Известия вузов. Машиностроение. - 2007. - №5. - С.3-12.

2. Карпачев А.Ю. О деформации упругого тонкого диска при сферическом движении // Инженерный журнал: наука и инновации. 2012. №7(7). С.22.

ГРАНИЧНАЯ ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕПЛООБМЕНА

И.И.Латыпов

Бирский филиал Башкирского государственного университета

При создании новых образцов техники, работа которых сопровождается протеканием интенсивных процессов теплопереноса, все большая роль отводится теплофизическим исследованиям, тепловому проектированию и экспериментальной обработке тепловых режимов технических систем.

Эффективность принятых проектно-конструкторских и технологических решений во многом зависит от глубины и достоверности изучения явления теплообмена, от адекватности модельных представлений теплофизических процессов, протекающих на поверхности раздела различных фаз, внутри материалов и конструкций. При этом все большее значение придается экспериментальным исследованиям, стендовой и натурной отработке тепловых режимов и, как следствие, созданию эффективных методов диагностики и идентификации теплообменных процессов по результатам экспериментов и испытаний. В большинстве случаев в основу этих методов исследования могут быть положены решения обратных задач теплообмена (ОЗТ), причем в ряде случаев обратные задачи являются практически единственным средством получения необходимых результатов. Методы обратных задач дают возможность исследовать сложные нестационарные нелинейные процессы теплообмена, обладают высокой информативностью, позволяют проводить экспериментальные исследования в условиях, максимально приближенных к натурным, и в конечном итоге дают возможность более обоснованно выбирать проектно-конструкторские технологические решения.

Характерной особенностью обратных задач теплообмена является некорректность исходной постановки, связанная с возможной неоднозначностью и неустойчивостью их решения, что требует разработки специальных математических методов и вычислительных алгоритмов [1,4,5].

Постановка задачи.

Рассмотрим задачу нахождения распределения температуры в активном элементе твердотельного лазера (ОКГ) в режиме тепловой изоляции или охранного нагрева. Важным с практической точки зрения и интересным является распределение температуры в объеме активной среды, особенно для оптически плотных сред. Оптически плотные активные среды характеризуются сильным поглощением спектрально-серого излучения импульсных ламп

накачки. Основные особенности поглощения излучения накачки в таких активных средах позволяют с достаточной степенью точности аппроксимировать распределение объемных источников тепловыделения в активной среде законом Бугера.

Активный элемент будем рассматривать в виде пластины, у которой длина много больше остальных размеров, поэтому исходная задача, считая что теплофизические параметры не зависят от температуры [3,4], может быть записана в виде одномерной краевой задачи уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial U(\xi, \tau)}{\partial \tau} = a^2 \frac{\partial^2 U(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} + q(\xi), \quad (\xi, \tau) \in \Omega, \quad (1)$$

$$U(\xi, \tau) = T_0, \quad \tau \rightarrow 0, \quad (2)$$

$$\lambda \frac{\partial U(\xi, \tau)}{\partial \xi} = \Phi_1(\tau), \quad \xi = 0, \quad \lambda \frac{\partial U(\xi, \tau)}{\partial \xi} = \Phi_2(\tau), \quad \xi = 2 \cdot h, \quad (3)$$

$$(\xi, \tau) \in \Omega = \{(\xi, \tau) : 0 < \xi < 2h, 0 < \tau \leq t_0\}, \quad q(\xi) = \frac{k \cdot P_H}{V_S} \cdot \bar{\alpha} \cdot h \cdot \frac{ch(\bar{\alpha}(\xi - h))}{sh(\bar{\alpha} \cdot h)}. \quad (4)$$

Где $U(\xi, \tau)$ - температура тела; $q(\xi)$ - объемная плотность тепловыделения в активной среде; k - доля энергии накачки, которая непосредственно превращается в тепло; $\bar{\alpha}$ - спектрально-средний коэффициент поглощения; P_H - мощность оптической накачки; V_S - объем активного тела (пластины); $2h$ - толщина пластины; $\Phi_i, i=1,2$ - тепловой поток на соответствующих гранях; λ, a^2 - коэффициенты теплопроводности и температуропроводности; T_0 - начальная температура активного элемента.

Введем безразмерные переменные $\xi = \bar{x} \cdot x$, $\tau = \bar{t} \cdot t$ и обозначения:

$$\varphi_i(x) = \frac{\bar{x}}{\lambda} \Phi_i(\bar{x} \cdot x), \quad q_0 = \frac{k \cdot P_H}{2V_S} \cdot \frac{\alpha \cdot H}{sh(\alpha \cdot H/2)}, \quad \alpha = \bar{\alpha} \cdot \bar{x}, \quad H = \frac{2 \cdot h}{\bar{x}}, \quad q(\bar{x}, x) = q_0 \cdot Q(x),$$

где x, t - безразмерные переменные; $\bar{x}, \bar{t}$ - временной и пространственный масштабы. Тогда краевая задача запишется в безразмерных переменных в виде

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = Fo \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + q_0 \cdot Q(x), \quad (x, t) \in \Omega'; \quad T(x, t) = T_0, \quad t \rightarrow 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial x} = \varphi_1(t), \quad x = 0, \quad \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} = \varphi_2(t), \quad x = H, \quad (6)$$

$$(x, t) \in \Omega' = \left\{ (x, t) : 0 < x < H, 0 < t \leq \frac{t_0}{\bar{t}} \right\}, \quad Q(x) = ch\left(\alpha\left(x - \frac{H}{2}\right)\right).$$

Полученная краевая задача является сингулярно возмущенной, где Fo малый безразмерный параметр, определяемый следующим образом $Fo = a^2 \cdot \bar{t} / \bar{x}^2$, $0 < Fo$, $\bar{t}_0 = t_0 / \bar{t}$. Систему (6), (7) можно рассматривать как задачу граничного управления [6].

Граничная обратная задача

Граничная обратная задача ставится следующим образом:

найти граничную (управляющую) функцию $\varphi_1(t)$, удовлетворяющую условию

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = \varphi_1(t), \quad x = 0, \quad (7)$$

при этом считается известным значение температуры

$$T(d,t) = f(t), \quad 0 < d \leq H. \quad (8)$$

Напишем интегральное представление краевой задачи (6)-(7) [2,3]

$$\begin{aligned} T(x,t) = & \int_0^H T_0 \cdot \Gamma(x,t;y,0)dy + Fo \int_0^t \varphi_2(s) \cdot \Gamma(x,t;H,s)ds - \\ & - Fo \int_0^t \varphi_1(s) \cdot \Gamma(x,t;0,s)ds + q_0 \int_0^H \int_0^t Q(y) \cdot \Gamma(x,t;y,s)dsdy. \end{aligned} \quad (9)$$

Где функция Грина $\Gamma(x,t;y,s)$, решение соответствующей однородной краевой задачи, выписывается в явном виде [3,4].:

Из выражения (10) выразим интеграл, содержащий искомую функцию $\varphi_1(t)$, используя условие (9).

$$\int_0^t \varphi_1(s) \cdot \Gamma(d,t;0,s)ds = F(t), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} F(t) = & \frac{1}{Fo} \int_0^H T_0 \cdot \Gamma(d,t;y,0)dy + \int_0^t \varphi_2(s) \cdot \Gamma(d,t;H,s)ds + \\ & + \frac{1}{Fo} \int_0^H \int_0^t Q(y) \cdot \Gamma(d,t;y,s)dsdy - \frac{1}{Fo} f(t). \end{aligned} \quad (11)$$

Обозначим $K(t-s) = \Gamma(d,t;0,s)$, тогда обратная задача приводится к интегральному уравнению Вольтерра первого рода типа свертки

$$A\varphi \equiv \int_0^t K(t-s)\varphi_1(s)ds = F(t). \quad (12)$$

Полученная обратная задача является некорректной по Адамару, из-за нарушений условия разрешимости (на практике, в силу приближенного задания правой части $F(t)$) и условия устойчивости [1,2].

Для решения поставленной обратной некорректной задачи используется метод регуляризации Тихонова с выбором параметра регуляризации на основе принципа обобщенной невязки, при этом дополнительной информацией является погрешность правой части выражения (13) [2,5,6].

Полученные выражения позволяют найти температурное поле пластины, выявить вклады граничных условий и теплового источника [3,4], а так же выявить граничное управление излучением накачки для достижения требуемого распределения температуры в активном элементе лазера, исследовать температурные режимы системы для компенсации термо-оптических искажений в лазерном излучении [5,7].

Литература

1. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. –М.: Машиностроение, 1988. – 280 с.
2. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1986.
3. Кравченко В.Ф., Несененко Г.А., Латыпов И.И. Применение интегральных уравнений к сингулярно возмущенной нестационарной краевой задаче теплопроводности с подвижными границами. //Дифференциальные уравнения. 1999. - т.35, № 9, С.1171-1178.
4. Латыпов И.И., Шакиров Р.А., Улитин Н.В. Приближенное решение задачи нахождения распределения температуры в активных элементах твердотельных лазеров. /Вестник Казанского технологического университета, 2014. Т.14. №5. -С.80-87.
5. Усманов С.М., Латыпов И.И., Шакирьянов Э.Д., Численное моделирование обратной задачи самодиффузии // Математическое моделирование. РАН.- Т.12, № 3, 2000. - С.28-29.
6. Латыпов И.И., Спивак С.И., Усманов А.С. Проблема сглаживания входных данных при численном решении некорректно поставленных обратных задач спектроскопии. // Обзорение прикладной и промышленной математики. – 2002, Т.9. -Вып. 2. –С.408-409.
7. Латыпов И.И. Температурное поле пластины при светоиндуцированной термоупругой деформации поверхности. // Обзорение прикладной и промышленной математики. –2002, Т.9. -Вып. 2. –С.409-410.

О ТЕРМОДИНАМИКЕ «БЕЗОПОРНОГО» НАНОКРИСТАЛЛА

М.Н. Магомедов

ФГБУН институт проблем геотермии Дагестанского научного центра РАН

Нанокристаллы экспериментально изучают уже давно, однако о термодинамике нанокристалла до сих пор ведутся споры [1]. Мы предложим методику, позволяющую рассчитать все термодинамические свойства «безопорного» нанокристалла находящегося в вакууме.

Рассмотрим конденсированную наносистему из N одинаковых атомов, ограниченную поверхностью. Изменение удельной (на атом) свободной энергии Гельмгольца такой системы при вариации температуры (T), удельного объема ($v = V/N$), числа атомов и площади поверхности (Σ) равно:

$$d\left(\frac{F}{N}\right) = -s dT - P dv + \left(\frac{\mu}{N}\right) dN + \sigma d\left(\frac{\Sigma}{N}\right). \quad (1)$$

Здесь s , μ и σ – удельная энтропия, химический потенциал и удельная (на единицу площади) поверхностная свободная энергия.

Согласно (1) удельная поверхностная энергия определяется выражением:

$$\sigma(T, v, N) = \left(\frac{\partial F}{\partial \Sigma}\right)_{T, v, N}. \quad (2)$$

Но при $N = \text{const}$ нельзя изоморфно (т.е. при данной форме поверхности) изменить площадь поверхности, не изменив при этом объем, ибо: $\Sigma \sim V^{2/3}$. Поэтому **определить σ можно только путем изохорной деформации формы наносистемы** при постоянных значениях T и N , т.е. из выражения [2; 3, гл. 6]:

$$\sigma(T, v, N, f) = \left(\frac{\partial F}{\partial \Sigma}\right)_{T, N, v} = \left(\frac{\partial F}{\partial f}\right)_{T, N, v} / \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial f}\right)_{T, N, v}, \quad (3)$$

где f – параметр, управляющий формой поверхности.

Согласно (1) давление в наносистеме должно вычисляться по формуле:

$$P(T, v, N) = -\left(\frac{\partial (F/N)}{\partial v}\right)_{T, N, \Sigma}. \quad (4)$$

Но при постоянных T , N и Σ нельзя изменить объем ограниченной поверхностью системы. Поэтому, представив свободную энергию в виде [4]:

$$F(T, v, N, f) = F_{in}(T, v) + \sigma(T, v, N, f) \cdot \Sigma(v, N, f), \quad (5)$$

давление в наносистеме будем определять из выражения:

$$P(T, v, N, f) = - \left[\frac{\partial(F/N)}{\partial v} \right]_{T, N} = P_{in}(T, v) - P_{sf}(T, v, N, f). \quad (6)$$

Здесь P_{in} – это «объемное» давление, определенное выражением:

$$P_{in}(T, v) = - \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial(F/N)_{in}}{\partial v} \right]_{T, N}. \quad (7)$$

Функция P_{sf} – это поверхностное давление, которое равно [3, гл. 6; 5]:

$$P_{sf}(T, v, N, f) = \left[\frac{\partial(\sigma \Sigma / N)}{\partial v} \right]_{T, N} = P_{ls}(1 - \Delta_p). \quad (8)$$

Первый сомножитель в (8) это давление Лапласа, которое определяется изменением площади поверхности с изменением объема наносистемы:

$$P_{ls}(T, v, N, f) = \sigma \left[\frac{\partial(\Sigma / N)}{\partial v} \right]_{T, N} = \sigma \left(\frac{\Sigma / N}{v} \right) \left[\frac{\partial \ln(\Sigma / N)}{\partial \ln(v)} \right]_{T, N}. \quad (9)$$

Выражение для функции Δ_p из формулы (8) имеет вид:

$$\Delta_p = - \left[\frac{\partial \ln(\sigma)}{\partial \ln(\Sigma / N)} \right]_{T, N}. \quad (10)$$

Для жидкой фазы выполняется: $(\partial \sigma / \partial \Sigma)_{T, N} = 0$, что обусловлено природой жидкого состояния. Для твердой фазы считать $\Delta_p = 0$ нельзя. Причем, наличие Δ_p в (8) приводит к эффектам, присущим только для нанокристалла [3, 5, 6]:

1) так как $\Delta_p > 0$, то для нанокристалла всегда выполняется: $P_{sf} < P_{ls}$,

2) при $\Delta_p > 1$ поверхностное давление становится растягивающим: $P_{sf} < 0$.

Из (5) удельную энтропию наносистемы определим выражением [7]:

$$s = - \left[\frac{\partial(F/N)_{in}}{\partial T} \right]_{v, N} - \left[\frac{\partial(\sigma \Sigma / N)}{\partial T} \right]_{v, N} = s_{in} - \left[\left(\frac{\Sigma}{N} \right) \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{v, N} + \sigma \left(\frac{\partial(\Sigma / N)}{\partial T} \right)_{v, N} \right], \quad (11)$$

где $s_{in} = - [\partial(F/N)_{in} / \partial T]_{v, N}$ – удельная энтропия системы без учета поверхности.

Если кристаллическая структура (характеризуемая коэффициентом упаковки k_p) и форма поверхности (характеризуемая параметром формы f) не меняются при изотермическом изменении $v = V / N$, то (9)-(11) примут вид:

$$P_{ls} = \sigma \left(\frac{\Sigma / N}{v} \right) \left[\frac{\partial \ln(\Sigma / N)}{\partial \ln(v)} \right]_{T, N, k_p, f} = \frac{2}{3} \sigma \left(\frac{\Sigma / N}{v} \right), \quad (12)$$

$$\Delta_p = - \left[\frac{\partial \ln(\sigma)}{\partial \ln(\Sigma / N)} \right]_{T, N} = - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \ln(\sigma)}{\partial \ln(c)} \right]_{T, N, k_p, f}, \quad s = s_{in} - \left(\frac{\Sigma}{N} \right) \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{v, N}, \quad (13)$$

где c – среднее расстояние между центрами ближайших атомов: $c = (6 k_p v / \pi)^{1/3}$.

Из этих формул можно получить выражения для модуля упругости, удельной изохорной теплоемкости (c_v), и для произведения модуля упругости на коэффициент теплового расширения ($\alpha_p = [\partial \ln(v) / \partial T]_p$) наносистемы [7, 8]:

$$B_T = -v \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T = B_{in} - B_{sf}, \quad c_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{v,N} = c_{vin} - \left(\frac{\Sigma}{N} \right) T \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial T^2} \right)_{v,N}, \quad (14)$$

$$\alpha_p B_T = \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = (\alpha_p B_T)_{in} - \left\{ \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{v,N} \left[\frac{\partial(\Sigma/N)}{\partial v} \right]_{T,N} + \left(\frac{\Sigma}{N} \right) \left[\frac{\partial(\partial \sigma / \partial T)_{v,N}}{\partial v} \right]_{T,N} \right\}. \quad (15)$$

Здесь $c_{vin} = T(\partial s_{in} / \partial T)_{v,N}$ и $(\alpha_p B_T)_{in} = (\partial s_{in} / \partial v)_{T,N}$ – удельная изохорная теплоемкость и $\alpha_p B_T$ без учета поверхностного члена в выражении для энтропии. Объемный и поверхностный вклад в модуль упругости (14) равны:

$$B_{in} = -v \left(\frac{\partial P_{in}}{\partial v} \right)_T, \quad B_{sf} = -v \left(\frac{\partial P_{sf}}{\partial v} \right)_T = P_{ls} \left\{ \frac{1}{3} (1 - \Delta_p)(1 + 2\Delta_p) + \left[\frac{\partial \Delta_p}{\partial \ln(v)} \right]_{T,N,k_p,f} \right\}. \quad (16)$$

Положим, что нанокристалл имеет вид прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием, ограниченный гранями (100). Величина $f = N_{ps} / N_{po}$ – это параметр формы, равный отношению числа атомов на боковом ребре N_{ps} к числу атомов на ребре основания N_{po} . Ограничение системы поверхностью ведет к обрыву связей на границе. Поэтому вместо первого координационного числа (k_n) необходимо брать его среднее (по всей наносистеме) значение ($\langle k_n \rangle$), которое зависит как от размера (от N), так и от формы (от f) [2; 3, гл. 6]:

$$k_n^* = \frac{\langle k_n(N, f) \rangle}{k_n(\infty)} = 1 - Z_s(f) \left(\frac{\alpha^2}{N} \right)^{1/3}, \quad Z_s(f) = \frac{1 + 2f}{3f^{2/3}}, \quad (17)$$

где $k_n(\infty) = k_n(N \rightarrow \infty)$, $\alpha = \pi / (6 k_p)$ – параметр структуры. При этом $k_p = \text{const}$.

Данную модель нанокристалла в виде прямоугольного параллелепипеда (rectangular parallelepiped) назовем RP-моделью. Для нее получим выражения:

$$\sigma = \left(\frac{\partial F}{\partial k_n^*} \right)_{T,N,v} \left(\frac{\partial k_n^*}{\partial Z_s(f)} \right)_{N,k_p} \left/ \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial Z_s(f)} \right)_{N,c,k_p} \right. = \frac{-1}{6c^2 \alpha_s N} \left(\frac{\partial F}{\partial k_n^*} \right)_{T,N,v}, \quad (18)$$

$$P_{ls} = \frac{2\Sigma}{3V} \sigma = \frac{4\alpha_s Z_s(f)}{(\alpha N)^{1/3} c(N, f)} \sigma = 4\alpha_s \frac{(1 - k_n^*)}{\alpha c(N, f)} \sigma. \quad (19)$$

При $N \rightarrow \infty$ имеем: $k_n(N \rightarrow \infty)^* \rightarrow 1$, $\sigma \rightarrow \sigma(N \rightarrow \infty)$, а P_{ls} и P_{sf} исчезают.

Пусть взаимодействие атомов в нанокристалле простого одноатомного вещества описывается парным потенциалом Ми-Леннарда-Джонса [3, гл. 3]:

$$\varphi(r) = \frac{D}{(b-a)} \left[a \left(\frac{r_0}{r} \right)^b - b \left(\frac{r_0}{r} \right)^a \right], \quad (20)$$

где D и r_0 – глубина и координата минимума потенциала, $b > a$ – параметры.

Тогда, используя для колебательного спектра нанокристалла модель Эйнштейна и приближение «взаимодействия только ближайших соседей», для удельной свободной энергии Гельмгольца RP-модели можно принять:

$$\frac{F}{N k_n(\infty)} = \left(\frac{k_n^*}{2} \right) D U(R) + 3 \frac{k_B \Theta_E}{k_n(\infty)} \left\{ \left(\frac{1}{2} \right) + \left(\frac{T}{\Theta_E} \right) \ln \left[1 - \exp \left(- \frac{\Theta_E}{T} \right) \right] \right\}. \quad (21)$$

Здесь k_B – постоянная Больцмана, функция $U(R)$ получается из (20) при использовании приближения «взаимодействия только ближайших соседей»: $U(R) = (a R^b - b R^a) / (b - a)$, где $R = r_0 / c$ – линейная относительная плотность.

Функция Θ_E – это температура Эйнштейна, выражение для которой через параметры потенциала (20) и k_n^* получено в [3, гл. 2; 9]. Наличие поверхности приведет к тому, что функция $\Theta_E(k_n^*)$ в (21) будут зависеть от аргументов N и f .

Показано, что данная RP-модель позволяет рассчитать зависимость всех термодинамических свойств нанокристалла как от размера, так и от его формы. Чем больше форма нанокристалла отклонена от наиболее энергетически устойчивой формы (для RP-модели это куб), тем заметнее убывание функций: $k_n(N)^*$, $\Theta_E(N)$, $\sigma(N)$, $B(N)$, и возрастание функций: $P_{ls}(N)$, $|P_{sf}(N)|$, $\alpha_p(N)$, $c_v(N)$, $c_p(N)$, при уменьшении размера «безопорного» нанокристалла вдоль изотермы.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН (проект № П-2.1) и РФФИ (гранты № 12-08-96500-р-юг-а).

1. *García-Morales V., Cervera J.* // Physics Letters A. 2005. V. **336**, № 1. P. 82–88.
2. *Магомедов М.Н.* // Физика Твердого Тела. 2004. Т. **46**, № 5. С. 924–937.
3. *Магомедов М.Н.* Изучение межатомного взаимодействия, образования вакансий и самодиффузии в кристаллах. М.: Физматлит, 2010. 544 с.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
5. *Магомедов М.Н.* // Письма в Ж. Технич. Физики. 2005. Т. **31**, № 1. С. 24–33.
6. *Магомедов М.Н.* // Журнал Технич. Физики. 2013. Т. **83**, № 6. С. 155–158.
7. *Магомедов М.Н.* // Поверхность. 2012, № 1. С. 99–104.
8. *Магомедов М.Н.* // Российские Нанотехнологии. 2014. Т. **9**, № 5-6. С. 63–72.
9. *Магомедов М.Н.* // Физика Твердого Тела. 2003. Т. **45**, № 1. С. 33–36.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ С ПАМЯТЬЮ

А.Ю. Попов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, кафедра «Прикладная математика»

Технический прогресс на современном этапе тесно связан с производством новых типов конструкционных и функциональных материалов. Высокие требования к свойствам таких материалов обуславливают их структуру и способы их получения. В отличие от традиционных, такие новые типы материалов обладают микро- и наноструктурой и называются структурно-чувствительными. К сожалению, развитие методов оценки характеристик подобных материалов с помощью математического моделирования значительно отстает от развития технологий их получения. В значительной мере это связано с тем, что для структурно-чувствительных материалов недопустимо непосредственное применение методологии классической механики сплошной среды. Однако существует возможность распространения ее методов на микро- и наноуровень. Основопологающим в таком подходе, получившем название обобщенной механики сплошной среды, является установление связи между характеристиками микро- (нано-) уровня и макроуровня. В частности, это применяется и для моделирования процессов теплопереноса.

Подходы классической механики сплошной среды применимы только в определенных масштабах, а именно при $L/l \gg 1$, где L и l – внешний (размер расчетной области) и внутренний (параметр кристаллической решетки) характерные размеры, соответственно. При $L/l \sim 1$ точность результатов, полученных с использованием классических подходов, значительно падает. В этом случае адекватный результат позволяют получить модели, учитывающие т.н. нелокальность (пространственную и временную) материала. Под нелокальностью понимают зависимость состояния каждого микро- (нано-) структурного элемента материала от влияния всех остальных подобных элементов (пространственная нелокальность), причем как в текущий момент времени, так и в предыдущие (временная нелокальность).

Для разработанных математических моделей решение одномерной задачи может быть получено с использованием метода конечных элементов, однако обобщение на случай двумерной или трехмерной задачи крайне трудоемко.

Рассмотрим уравнение теплопроводности, учитывающее нелокальность процесса теплопереноса во времени, в следующей форме:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \int_0^t \frac{\partial^2 T}{\partial t'^2} e^{-\frac{t-t'}{\tau_r}} dt' \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_{ij}^{(T)} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right), \quad (1)$$

где τ_r – время релаксации, $\lambda_{ij}^{(T)}$ – тензор коэффициентов теплопроводности. Уравнение (1) отражает эффект запаздывания при аккумуляции теплоты.

Будем рассматривать однородный и изотропный материал. Тогда $\lambda_{ij}^{(T)} = \lambda \delta_{ij} \cong \text{const}$, $a = \frac{\lambda}{\rho c} = \text{const}$ – коэффициент температуропроводности.

Преобразуя интеграл в левой части уравнения (1), получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\tau_r} \int_0^t \frac{\partial T}{\partial t'} e^{-\frac{t-t'}{\tau_r}} dt' = a \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2)$$

В уравнении (2) перейдем от интегрирования производной температурного распределения по времени к интегрированию самой функции температуры:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\tau_r} \left(T(t) - T_0(x) e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right) - \frac{1}{\tau_r^2} \int_0^t T(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_r}} dt' = a \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (3)$$

Уравнение (3) отражает зависимость текущего значения температуры конкретного структурного элемента материала от всех предыдущих значений, вплоть до начального значения. Полученное уравнение также удовлетворяет т.н. гипотезе затухающей памяти: чем раньше некоторый момент времени по отношению к текущему, тем меньше влияние значения температуры в тот момент на текущее. В пределе при $\tau_r \rightarrow 0$ уравнение (3) переходит в классическое параболическое уравнение теплопроводности.

Для реализации алгоритма численного решения уравнения теплопроводности, учитывающего нелокальность по времени, был выбран пакет OpenFOAM. Данный пакет предназначен для решения уравнений в частных производных методом контрольных объемов. OpenFOAM является свободно распространяемым пакетом и поставляется с открытым исходным кодом, что делает возможным модификацию реализованных в нем математических моделей и добавление новых. Особенностью пакета OpenFOAM является то, что все задачи изначально формулируются в

трехмерной постановке, от которой затем возможен переход к решению одномерных или двумерных задач.

При аппроксимации уравнения (3) основную сложность представляет слагаемое, содержащее интеграл по времени. Этот интеграл был разбит на сумму интегралов по отдельным интервалам (t_i, t_{i+1}) , а на каждом из этих интервалов интеграл был заменен линейной комбинацией значений температуры в моменты времени $t = t_i$ и $t = t_{i+1}$:

$$\int_0^t T(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_T}} dt' = \sum_{i=0}^{n-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} T(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_T}} dt' \approx \sum_{i=0}^{n-1} (C_i T_i + D_i T_{i+1}), \quad (4)$$

где $T_i = T(t_i)$. Коэффициенты C_i и D_i вычисляются явным образом так, чтобы формула (4) была точна для линейного распределения температуры:

$$C_i = -\tau_T e^{-\frac{t-t_i}{\tau_T}} + \frac{\tau_T^2}{\Delta t} \left(e^{-\frac{t-t_{i+1}}{\tau_T}} - e^{-\frac{t-t_i}{\tau_T}} \right),$$

$$D_i = \tau_T e^{-\frac{t-t_{i+1}}{\tau_T}} - \frac{\tau_T^2}{\Delta t} \left(e^{-\frac{t-t_{i+1}}{\tau_T}} - e^{-\frac{t-t_i}{\tau_T}} \right).$$

Для оптимизации использования памяти ЭВМ и ускорения процесса расчета в формуле (4) учитывается вклад в сумму не всех слагаемых, а только последних $(n-k)$ слагаемых. Вклад слагаемых для $t_0, \dots, t_{k-1}$ учитывается с помощью замены $T(t)$ на T_{k-1} и явного вычисления одного интеграла по интервалу $(t_0; t_{k-1})$.

В целях верификации реализованного алгоритма численного решения уравнения (3) была решена следующая одномерная тестовая задача с известным аналитическим решением. Рассмотрим процесс теплопереноса в полубесконечном твердом теле, на границе которого задано граничное условие высокоинтенсивного нагрева. Соответствующая математическая модель включает в себя уравнение теплопроводности, а также начальные и граничные условия:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\tau_T} \left(T(t) - T_0 e^{-\frac{t}{\tau_T}} \right) - \frac{1}{\tau_T^2} \int_0^t T(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_T}} dt' = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad x \in (0, +\infty),$$

$$T(x, t)|_{t=0} = T_0 = \text{const},$$

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad (5)$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = q_s = B \cdot M \cdot t^m \exp\left(-\frac{mt}{t_0}\right),$$

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \xrightarrow{x \rightarrow +\infty} 0.$$

Данная задача имеет точное аналитическое решение

$$T = T_0 + \frac{BM}{\lambda} \sqrt{a} \int_0^t (t-u)^m e^{-m(t-u)} \frac{1}{\sqrt{\pi u}} e^{-\frac{x^2}{4au} - \frac{2u}{\tau_T^2}} du.$$

В OpenFOAM задача была решена в ограниченной области длины 100. Значения параметров выбраны следующим образом:

$$T_0 = 273 K, a = 1, \lambda = 1, BM = 100, m = 1, \tau_T = t_0 = 1.$$

На рис. 1 приведено сравнение графиков решения тестовой задачи (5) и аналогичной задачи, но для классического параболического уравнения теплопроводности (при $t = 5 c$).

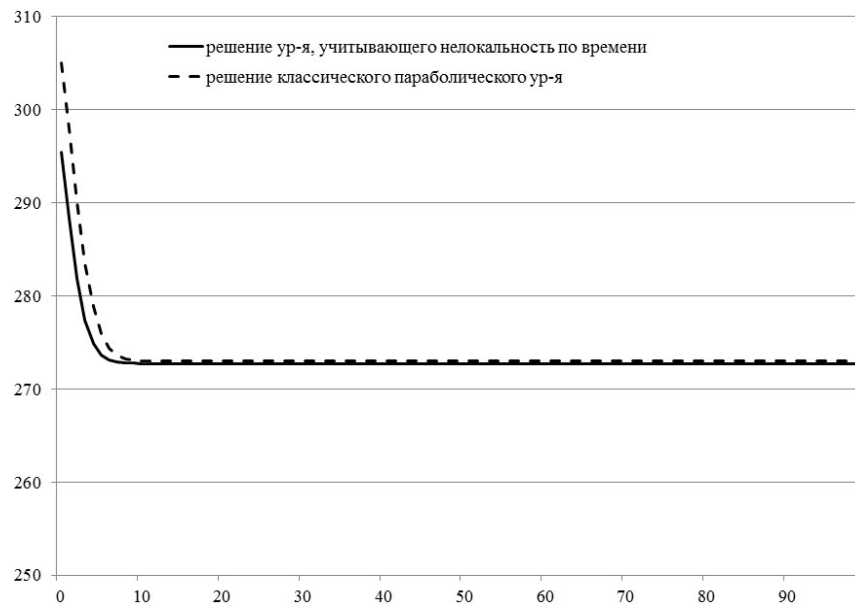


Рис. 1. Распределение температуры при $t = 5 c$

Список литературы

1. Савельева И.Ю. Разработка неклассических математических моделей теплопроводности и их анализ: дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М., 2011. 101 с.
2. Eringen, A.C. Nonlocal continuum field theories. New York: Springer-Verlag, 2002. 376 p.

СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТА ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЕЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАЗЛИЧНЫХ РАСЧЕТНЫХ СХЕМ МЕТОДА ВИХРЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

К.С.Кузьмина, И.К.Марчевский

МГТУ им. Н.Э. Баумана, кафедра «Прикладная математика»

Введение

Задачи вычислительной аэрогидродинамики традиционно относятся к числу достаточно сложных, особенно при их рассмотрении в гидроупругой постановке, когда помещенное в поток жидкости или газа тело может перемещаться или деформироваться по заданному закону либо под действием гидродинамических сил.

Если при решении таких задач скорость потока является малой дозвуковой и сжимаемостью среды можно пренебречь, чрезвычайно эффективными могут оказаться бессеточные лагранжевы (вихревые) методы – методы вихревых элементов (МВЭ). В рамках данных методов могут быть использованы различные подходы к обеспечению выполнения граничного условия прилипания на профиле [1], что существенно влияет на точность соответствующих численных схем и область их применимости. В рамках данной работы проведены оценки точности различных расчетных схем МВЭ при решении модельных задач расчета обтекания профилей.

1. Математическая модель

Движение вязкой несжимаемой среды описывается уравнением неразрывности и уравнением Навье – Стокса

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0, \quad \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = \nu \Delta \vec{V} - \frac{\nabla p}{\rho},$$

где $\vec{V} = \vec{V}(\vec{r}, t)$ – поле скоростей среды; $p = p(\vec{r}, t)$ – давление; $\rho = \text{const}$ – плотность среды; ν – коэффициент кинематической вязкости. Граничные условия на бесконечности (условия затухания возмущений) имеют вид

$$\vec{V}(\vec{r}, t) \rightarrow \vec{V}_\infty, \quad p(\vec{r}, t) \rightarrow p_\infty, \quad \text{при } |\vec{r}| \rightarrow \infty,$$

где $\vec{V}_\infty$ и p_∞ – постоянные скорость и давление в набегающем потоке; на профиле K выполняется условие прилипания

$$\vec{V}(\vec{r}, t) = \vec{V}_K(\vec{r}, t), \quad \vec{r} \in K.$$

Решение задачи методом вихревых элементов [2] предполагает, что первичной расчетной величиной является завихренность $\vec{\Omega}(\vec{r}, t) = \nabla \times \vec{V}(\vec{r}, t)$,

при этом влияние профиля заменяется суперпозицией влияний присоединенных (связанных с профилем) вихревого слоя $\gamma_{att}(\vec{r}, t)$ и слоя источников $q_{att}(\vec{r}, t)$ и свободного вихревого слоя $\gamma(\vec{r}, t)$. Все эти слои расположены на профиле, при этом их интенсивности равны

$$\gamma_{att}(\vec{r}, t) = \vec{V}_K(\vec{r}, t) \cdot \vec{\tau}(\vec{r}, t), \quad q_{att}(\vec{r}, t) = \vec{V}_K(\vec{r}, t) \cdot \vec{n}(\vec{r}, t), \quad \vec{r} \in K,$$

где $\vec{\tau}(\vec{r}, t)$ и $\vec{n}(\vec{r}, t)$ – орты касательной и внешней нормали к профилю, причем $\vec{n}(\vec{r}, t) \times \vec{\tau}(\vec{r}, t) = \vec{k}$, где $\vec{k}$ – орт нормали к плоскости течения. Скорость течения вычисляется по обобщенному закону Био – Савара:

$$\begin{aligned} \vec{V}(\vec{r}, t) = & \vec{V}_\infty + \frac{1}{2\pi} \int_{S(t)} \frac{\vec{\Omega}(\vec{\xi}, t) \times (\vec{r} - \vec{\xi})}{|\vec{r} - \vec{\xi}|^2} dS + \frac{1}{2\pi} \oint_{K(t)} \frac{\vec{\gamma}(\vec{\xi}, t) \times (\vec{r} - \vec{\xi})}{|\vec{r} - \vec{\xi}|^2} dl_\xi + \\ & + \frac{1}{2\pi} \oint_{K(t)} \frac{\vec{\gamma}_{att}(\vec{\xi}, t) \times (\vec{r} - \vec{\xi})}{|\vec{r} - \vec{\xi}|^2} dl_\xi + \frac{1}{2\pi} \oint_{K(t)} \frac{q_{att}(\vec{\xi}, t)(\vec{r} - \vec{\xi})}{|\vec{r} - \vec{\xi}|^2} dl_\xi. \end{aligned}$$

Здесь $S(t)$ и $K(t)$ – область течения и контур профиля в момент времени t ; $\vec{\gamma}_{att} = \gamma_{att}\vec{k}$ и $\vec{\gamma} = \gamma\vec{k}$ – векторы интенсивностей присоединенного и свободного вихревых слоев на профиле соответственно.

Интенсивность свободного вихревого слоя $\gamma(\vec{\xi}, t)$ может быть найдена из условия прилипания на поверхности тела, которое имеет вид

$$\vec{V}_-(\vec{r}, t) = \vec{V}_K(\vec{r}, t), \quad \vec{r} \in K,$$

$$\text{где } \vec{V}_-(\vec{r}, t) = \vec{V}(\vec{r}, t) - \frac{1}{2}(\gamma(\vec{r}, t) - \gamma_{att}(\vec{r}, t))\vec{\tau}(\vec{r}, t) + \frac{1}{2}q_{att}(\vec{r}, t)\vec{n}(\vec{r}, t).$$

2. Расчетные схемы метода вихревых элементов

Традиционные подходы к обеспечению выполнения указанного выше граничного условия, которые обычно используются в расчетных схемах метода вихревых элементов, основаны на том, что неизвестная функция $\gamma(\vec{r})$ находится из условия равенства нормальных составляющих предельного значения скорости среды $\vec{V}_-(\vec{r})$ и скорости обтекаемого профиля $\vec{V}_K(\vec{r})$ т.е. фактически из условия непротекания:

$$\vec{V}_-(\vec{r}) \cdot \vec{n}(\vec{r}) = \vec{V}_K(\vec{r}) \cdot \vec{n}(\vec{r}), \quad \vec{r} \in K.$$

Данное равенство приводится к сингулярному интегральному уравнению с ядром Гильберта являющемуся уравнением первого рода, интеграл в левой части которого следует понимать в смысле главного значения по Коши.

Из работы [3] известен альтернативный подход к обеспечению выполнения граничного условия: показано, что оно с математической точки

зрения эквивалентно условию равенства касательных компонент предельного значения скорости среды и скорости профиля :

Это уравнение, в отличие от предыдущего, приводит к интегральному уравнению второго рода. Однако принципиально важно то, что в случае гладкого обтекаемого профиля K ядро уравнения является ограниченным, т.е. по сути оно представляет собой уравнение Фредгольма 2-го рода.

Данные подходы получили название N -схемы и T -схемы соответственно.

3. Вычислительные эксперименты

Рассмотрим эллиптический профиль и профиль Жуковского под определенным углом атаки, движущиеся с постоянной скоростью против оси Ox . Также рассмотрим обращенное движение, когда профиль покоится, а среда движется с той же скоростью вдоль оси Ox . Согласно принципу обращенного движения, в этих случаях свободный вихревой слой на профиле будет иметь одинаковую интенсивность. При использовании N -схемы результаты оказываются различными для прямого и обращенного движения, а в случае использования T -схемы решения полностью совпадают.

Зависимости погрешностей определения циркуляций вихревых элементов от количества панелей на профиле показаны ниже на рис. 1-4.

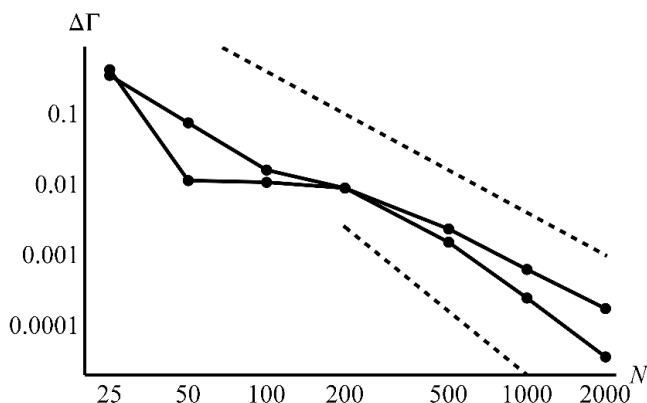


Рис. 1. Погрешность при расчете обтекания эллиптического профиля с помощью N -схемы (прямое и обращенное движение); пунктир – зависимости и

При моделировании прямого движения с использованием N -схемы удается получить 2-й порядок точности, а при обращенном движении – 3-й.

Расчет обтекания эллипса с применением T -схемы позволяет при большом числе панелей получить порядок, близкий к 3-му (рис. 2).

При моделировании профиля Жуковского использование N -схемы позволяет получить решение лишь в обращенном движении (рис. 3); при этом

погрешность убывает медленно, со скоростью близкой к . Для T -схемы результаты расчета показаны на рис. 4. Видно, что T -схема для профиля Жуковского обеспечивает близкий к 2-му порядок точности.

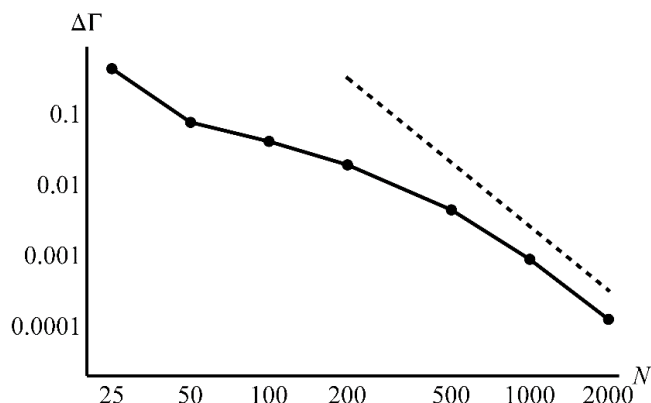


Рис. 2. Погрешность при расчете обтекания эллиптического профиля с помощью T -схемы; пунктир – зависимость

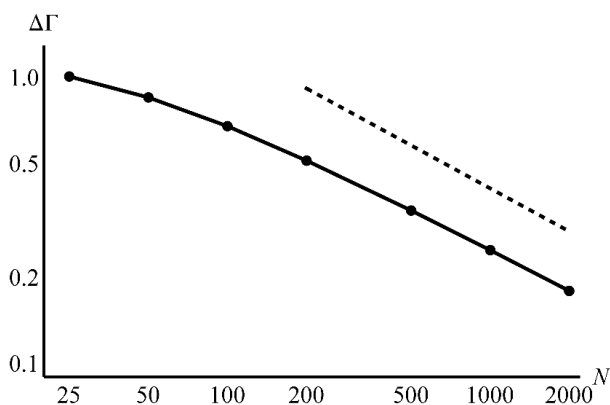


Рис. 3. Погрешность при расчете обтекания профиля Жуковского с помощью N -схемы; пунктир – зависимость

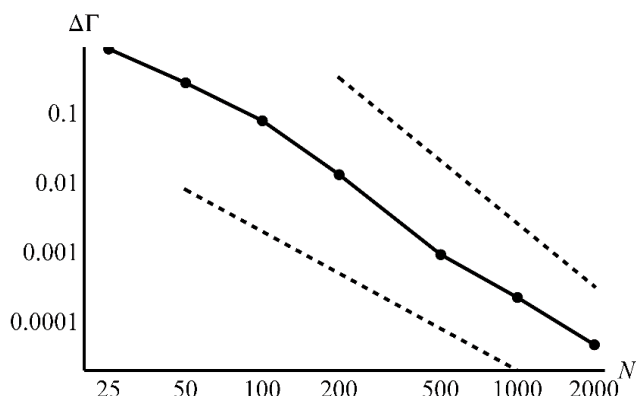


Рис. 4. Погрешность при расчете профиля Жуковского с помощью T -схемы; пунктир – зависимости и

Литература

1. Kuzmina K.S., Marchevsky I.K. On Numerical Schemes in 2D Vortex Element Method for Flow Simulation Around Moving and Deformable Airfoils // APM: Proc. of the XLII School-Conference. St.Petersburg, 2014. P. 335-344.
2. Андронов П.Р., Гувернюк С.В., Дынникова Г.Я. Вихревые методы расчета гидродинамических нагрузок. М.: Изд-во МГУ, 2006. 184 с.
3. Kempka S.N., Glass M.W., Peery J.S., Strickland J.H. Accuracy considerations for implementing velocity boundary conditions in vorticity formulations // SANDIA REPORT. SAND96-0583, UC-700, 1996. 52 p.

РАЗЛИЧНЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ СХЕМЫ МЕТОДА ВЯЗКИХ ВИХРЕВЫХ ДОМЕНОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГИДРОУПРУГОСТИ

О.А.Марчевская

МГТУ им. Н.Э. Баумана, кафедра «Прикладная математика»

Введение. Актуальность задачи о моделировании аэро- или гидроупругих колебаний жестких тел не вызывает сомнений, поскольку исследование таких колебаний чрезвычайно важно для оптимального проектирования и эксплуатации многих инженерных конструкций. Широко распространенные численные алгоритмы решения данного класса задач предполагают, что соотношение плотностей среды и обтекаемой конструкции существенно меньше единицы, что позволяет на каждом шаге расчета решать уравнения движения конструкции и среды поочередно. В большинстве практических приложений, например, при рассмотрении взаимодействия частей зданий или сооружений с воздушным потоком, а также взаимодействия тяжелых (например, металлических) конструкций с водой, указанное допущение вполне применимо. Однако если требуется исследовать, к примеру, гидроупругие колебания подводного шланга или трубок теплообменных установок, отношение плотностей тела и среды может быть сравнимо с единицей или превышать ее. Поочередное численное решение уравнений динамики и гидродинамики в этом случае требует недопустимого измельчения шага расчета или приводит к вычислительной неустойчивости. Для бессеточного лагранжева метода вязких вихревых доменов известно интегральное представление гидродинамической нагрузки, действующей на обтекаемое тело [1]; на его основе построена полунеявная численная схема для совместного решения уравнений динамики и гидродинамики. В данной работе проводится сравнение такой схемы с явной схемой пошагового решения уравнений динамики и гидродинамики.

Постановка задачи. Рассматривается плоская задача об обтекании подвижного жесткого профиля K произвольной формы вязкой однородной несжимаемой средой. Все характеристики течения зависят от времени и декартовых координат x , y и не зависят от z . Далее все параметры являются безразмерными.

Движение среды описывается уравнениями неразрывности и Навье – Стокса

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0, \quad \frac{\partial \vec{V}}{\partial \tau} + \vec{\Omega} \times \vec{V} = -\nabla \left(p + \frac{V^2}{2} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{V},$$

где $\vec{V}(\vec{r}, \tau)$ – скорость среды, $p(\vec{r}, \tau)$ – давление, Re – число Рейнольдса, $\vec{\Omega}(\vec{r}, \tau) = \Omega(\vec{r}, \tau) \vec{k} = \nabla \times \vec{V}(\vec{r}, \tau)$ – завихренность, $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j}$ – радиус-вектор точки среды, $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – орты осей Ox , Oy , Oz соответственно.

В качестве граничных условий принимаются условие прилипания на границе профиля ∂K и условие затухания возмущений на бесконечности

$$\vec{r} \in \partial K: \vec{V}(\vec{r}, \tau) = \vec{V}_K(\vec{r}, \tau),$$

$$|\vec{r}| \rightarrow \infty: \vec{V}(\vec{r}, \tau) \rightarrow \vec{V}_\infty = \text{const}, \quad p(\vec{r}, \tau) \rightarrow p_\infty = \text{const}.$$

Будем для простоты считать, что профиль совершает движение с одной вертикальной степенью свободы. Тогда его положение характеризуется положением какой-либо выделенной точки C с радиус-вектором $\vec{r}_C(\tau) = x_C \vec{i} + y_C(\tau) \vec{j}$, а скорость всех точек профиля равна $\vec{V}_K(\tau) = v_C \vec{j} = \dot{y}_C \vec{j} = dy_C/d\tau \vec{j}$. Движение профиля описывается уравнением

$$\ddot{y}_C = -k y_C - \delta \dot{y}_C + \mu F, \quad y_C(\tau_0) = y_C^0, \quad \dot{y}_C(\tau_0) = v_C^0, \quad (1)$$

где k , δ – коэффициенты жесткости и демпфирования, F – безразмерный аэродинамический коэффициент подъемной силы, $\mu = \text{const}$ – коэффициент, определяемый формой профиля и отношением плотностей профиля и среды.

Алгоритм расчета. Для численного решения поставленной задачи в данной работе используется бессеточный метод вязких вихревых доменов [1], суть которого состоит в моделировании непрерывного поля завихренности $\Omega(\vec{r}, \tau)$ набором дискретных вихревых элементов – точечных вихрей, по распределению которых можно вычислить скорость и давление в произвольной точке среды. Профиль представляется ломаной из M отрезков-панелей; для обеспечения выполнения граничного условия на профиле на каждом временном шаге расчета с каждой панели в поток сходит один вихревой элемент циркуляции G_k , $k=1, \dots, M$. Величины G_k определяются путем решения системы линейных алгебраических уравнений

$$Ag = b(y_C, \tau) + \beta \cdot v_C, \quad (2)$$

выражающей собой граничное условие; здесь g – столбец, состоящий из неизвестных циркуляций G_k , A , β – постоянные в случае недеформируемого профиля матрица и столбец, столбец $b(y_c, \tau)$ определяется текущим вихревым следом. Заметим, что уравнение (2) может быть приведено к виду

$$G_k = b_k(y_c, \tau) + \beta_k \cdot v_c, \quad k = 1, \dots, M, \quad \beta_k = \text{const}. \quad (3)$$

Согласно [1], коэффициент подъемной силы может быть найден по формуле

$$F = S \ddot{y}_c + \sum_{n=1}^M \frac{G_k}{\Delta \tau} h_k, \quad (4)$$

где h_k , $k = 1, \dots, M$, – ординаты середин панелей, $\Delta \tau$ – шаг расчета по времени. Подстановкой (3) в (4) и затем в (1) циркуляции вихревых элементов на текущем шаге расчета исключаются из уравнений движения профиля, которые принимают вид

$$(1 - \mu S) \ddot{y}_c = -k y_c - \delta \dot{y}_c + \mu w(y_c, \tau) + \mu \chi v_c, \quad y_c(\tau_0) = y_c^0, \quad \dot{y}_c(\tau_0) = v_c^0. \quad (5)$$

Отметим, что величины $w(y_c, \tau)$ и $\chi = \text{const}$ не зависят от шага $\Delta \tau$.

Возможны следующие численные схемы интегрирования уравнений (5) (ограничимся рассмотрением схем первого порядка точности).

1. Явная схема Эйлера:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{y}_c - y_c}{\Delta \tau} &= v_c, \\ \frac{\hat{v}_c - v_c}{\Delta \tau} &= \frac{1}{1 - \mu S} (-k y_c - \delta v_c + \mu w(y_c, \tau) + \mu \chi v_c). \end{aligned}$$

2. Полуявная схема:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{y}_c - y_c}{\Delta \tau} &= v_c, \\ \frac{\hat{v}_c - v_c}{\Delta \tau} &= \frac{1}{1 - \mu S} (-k \hat{y}_c - \delta \hat{v}_c + \mu w(\hat{y}_c, \tau) + \mu \chi \hat{v}_c). \end{aligned}$$

Циркуляции новых вихревых элементов при использовании такой схемы определяются после интегрирования уравнений движения профиля как

$$G_k = b_k(\hat{y}_c, \tau) + \beta_k \cdot \hat{v}_c, \quad k = 1, \dots, M.$$

3. Полностью неявная схема:

$$\frac{\hat{y}_c - y_c}{\Delta\tau} = \hat{v}_c,$$

$$\frac{\hat{v}_c - v_c}{\Delta\tau} = \frac{1}{1 - \mu S} (-k \hat{y}_c - \delta \hat{v}_c + \mu w(\hat{y}_c, \tau) + \mu \chi \hat{v}_c).$$

Вследствие нелинейности слагаемого $w(y_c, \tau)$ данная схема требует выполнения итерационного процесса и поэтому является существенно более сложной в реализации, чем предыдущие схемы. Расчеты показывают, что в случае, когда коэффициент $(1 - \mu S)$ отрицателен или близок к нулю, явная численная схема неустойчива, тогда как полунявная схема является работоспособной. Таким образом, полунявная схема решения уравнений динамики профиля может быть признана наиболее пригодной из перечисленных схем, поскольку является устойчивой и простой в реализации.

Перспективы дальнейших исследований. Полунявная схема в комбинации с алгоритмом моделирования колебаний протяженной конструкции методом плоских сечений [2] может быть полезной при исследовании гидроупругих колебаний подводных шлангов, средняя плотность которых близка к плотности обтекающей их воды. Также большой практический интерес представляет разработка устойчивых численных схем второго порядка точности.

Литература

1. Андронов П.Р., Гувернюк С.В., Дынникова Г.Я. Вихревые методы расчета нестационарных гидродинамических нагрузок. М.: изд-во Моск. ун-та, 2006. 184 с.
2. Иванова О.А. Математическое моделирование аэроупругих колебаний провода линии электропередачи. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М., 2013. 142 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАНОСЕГРЕГАЦИИ ЗАРЯДОВЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КУПРАТАХ

А.В. Митин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук

На основании результатов изучения транспортных свойств образцов системы Ва-La-Cu-O Г.Беднорц и К.Мюллер предположили [1], что немонотонное поведение температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$, демонстрирующих максимумы при $T \leq 30$ К, скорее всего обусловлено эффектами перколяционной сверхпроводимости. Существенно, что обнаруженные авторами [1] указания на возможность реализации сверхпроводящего упорядочения с рекордно высокой критической температурой $T_c \sim 30$ К вскоре получили подтверждение во многих лабораториях, вызвав тем самым лавинообразный рост интереса к купратам. Именно с этими соединениями ассоциируются наиболее яркие страницы в более чем вековой “биографии” сверхпроводимости. По сути, благодаря открытию Г.Беднорца и К.Мюллера был не только развеян миф о невозможности реализации сверхпроводящего состояния выше 25 К, но и уже в следующем году приготовлены образцы состава $(Y_{1-x}Ba_x)_2CuO_{4-\delta}$ с $T_c \sim 90$ К! [2].

Несмотря на беспрецедентные усилия исследователей (свыше 10^5 публикаций, посвящённых купратам), пока что не удалось прийти к консенсусу по ряду ключевых вопросов, имеющих первостепенное значение для понимания природы высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Среди них одно из центральных мест занимает интригующий вопрос о генезисе псевдощелевых аномалий, температурная шкала проявлений которых в слабодопированных купратах охватывает диапазон $\sim 10^3$ К. Чтобы прояснить ситуацию с их происхождением, автором была предложена модель, основанная на концепции наносегрегации зарядовых степеней свободы в форме бозонных страйпов (БС), дискретная ширина w_η доминирующего контингента которых

увеличивается с ростом уровня допирования [3]. Из результатов моделирования следовало, в частности, что процессы формирования наиболее узких БС с $w_\eta \sim 1$ нм в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,22}$ должны приводить к появлению на кривых $\rho(T)$ максимумов вблизи 1200 К [4]. Это предсказание вскоре получило подтверждение в экспериментах по изучению транспортных свойств образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ с $\delta < 0,5$ во всём диапазоне их термостойкости [4, 5].

Цель данной работы – обсудить, каким образом процессы формирования БС могут проявляться в эволюции электронных спектров купратов, когда их свойства по мере повышения уровня допирования изменяются от диэлектрика до сверхпроводника. При моделировании псевдощелевого режима особый интерес представляют оксиды с дырочной проводимостью, в которых усреднённая концентрация $\bar{n}_p$ вакансий (дырок) в перекрывающихся $2p$ -оболочках кислородной подрешетки слоёв CuO_2 почти целиком определяется кислородным индексом δ . Среди них наиболее изученными считаются соединения $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$, в которых при оптимальном допировании реализуются максимальные значения $T_c \approx 40, 92$ и 160 К, соответственно. Как было продемонстрировано ранее [6], анализ специфики кристаллического строения этих соединений в рамках развиваемой модели, базирующейся на концепции БС, позволил обосновать ответ на вопрос о причинах сильного различия их критических параметров. В качестве ещё одного свидетельства в пользу предложенного подхода представляется уместным добавить, что вытекающая из результатов моделирования БС тенденция к цепочечному упорядочению ионов кислорода в слоях HgO_8 [6] находится в согласии с экспериментом [7].

Полученные разными методами экспериментальные данные свидетельствуют, что уменьшение $\bar{n}_p$ ниже так называемой оптимальной концентрации $\bar{n}_{po} = 0,16$, вблизи которой достигается максимум на куполообразной границе $T_c(\bar{n}_p)$ перколяционной сверхпроводимости, сопровождается как впечатляющим ростом верхней границы $T^*(\bar{n}_p)$ псевдощелевого режима, так и усилением эффектов пространственной

сегрегации носителей заряда с явно выраженной тенденцией к их квазиодномерной структуризации. (Здесь усреднённые значения $\bar{n}_p$ и $\bar{n}_{po}$ нормированы в расчёте на элементарную ячейку слоёв CuO_2).

В псевдощелевом режиме, который характеризуется частичным подавлением плотности электронных состояний с энергией связи $E_B \leq 0,2$ эВ, купраты демонстрируют чрезвычайно насыщенную картину экстраординарных свойств. В труднообозримом множестве сценариев, призванных хотя бы отчасти прояснить их физическую природу, можно условно выделить на две большие группы. Если в одной из них предпочтение отдаётся различного рода короткодействующим взаимодействиям, которые конкурируют со сверхпроводящими корреляциями, то приверженцы второй группы рассматривают область между $T_c(\bar{n}_p)$ и $T^*(\bar{n}_p)$ как своего рода полигон для “обкатки” всевозможных корреляционных механизмов, способных инициировать появление наноразмерных “очагов”, в которых могли бы реализовываться условия для сверхпроводящего спаривания при экстремально высоких температурах.

Опубликованные в последние годы результаты зондирования локальных характеристик купратов [8–10] не только привели к повышению рейтинга сценариев, основанных на предположении о преимущественно сверхпроводящей природе псевдощелевых аномалий, но и побудили их авторов к дальнейшим шагам, учитывающим пространственно-неоднородное распределение дырок при $T < T^*(\bar{n}_p)$ у купратов с $\bar{n}_p < \bar{n}_{po}$ [11–14]. Представляется уместным заметить, что предложенный, например, в [12] мозаичный (“patch-work”) «портрет» псевдощелевого режима, сценарий которого включает формирование сверхпроводящих фрагментов, хоть и является в значительной мере отражением достигнутого в последние годы прогресса в технике зондирования локальных пар в слоях CuO_2 при $T > T_c(\bar{n}_p)$, тем не менее, не содержит ничего принципиально нового по сравнению с приведенным в гораздо более ранних публикациях [15] выводом о наиболее вероятных причинах “провисания” температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$ и

магнитной восприимчивости $\chi(T)$ при охлаждении сверхпроводящих купратов с $\bar{n}_p < \bar{n}_{po}$ ниже $T^*(\bar{n}_p)$.

Логическим развитием работ [15] стал поиск подходов к моделированию процессов сегрегации дырочных возбуждений на основе струнного формализма [3–6, 16–18]. Для анализа этих процессов на начальном этапе допирования была введена концепция псевдоатомов с квантованными дырочными орбиталями (ромбонами), базис которых задается рангом η . Упорядочение ромбонов вдоль связей Cu-O с ростом $\bar{n}_p$ сопряжено со спариванием дырок на коллективизированных зигзагообразных орбиталях внутри полосы шириной $w_\eta = \eta a$ [16], где a – средний интервал между катионами Cu^{2+} в слоях CuO_2 . Чем меньше ширина w_η таких квантовых протекторов (бозонных страйпов), тем выше температура их стабильности $T_{ci}^* = C_\eta^* D_\eta^* \hbar \bar{\omega}_o / [2k_B(2\eta^2 + \eta)]$, которая для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ может достигать $T_{ci}^* \approx 1200$ К при $\eta = 2$, $C_\eta^* \rightarrow 1$ и $D_\eta^* \rightarrow 1$, где C_η^* – фактор соответствия параметров “гофрировки” потенциального экстрарельефа $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ и дискретной ширины $w_\eta = \eta a$ доминирующих БС данного ранга η , $D_\eta^* = 1 - (1 - \delta/\delta_\eta^*)^2$, $\hbar \bar{\omega}_o \approx \hbar^2 / 2m_e \tilde{r}_o^2 \approx 2,06$ эВ – частота нулевых колебаний струн, задаваемая в первом приближении периодом кислородной подрешетки $2\tilde{r}_o \approx 272$ пм [16], δ_η^* – оптимальные значения кислородного индекса для реализации БС данного ранга. При $C_\eta^* \rightarrow 1$ и $D_\eta^* \rightarrow 1$ получаем дискретный ряд $T_{ci}^* \approx 1200, 570, 335, 220$ и 155 К для $\delta_\eta^* \approx 0,22; 0,33; 0,44; 0,57$ и $0,65$. Сравнение рассчитанных без привлечения подгоночных параметров характеристик купратов как внутри куполообразной границы $T_c(\bar{n}_p)$ перколяционной сверхпроводимости, так и в псевдощелевом режиме, охватывающим диапазон $T_c(\bar{n}_p) < T < T^*(\bar{n}_p)$, показывает их хорошее согласие с экспериментальными данными [4–6, 16].

Приведенная выше аргументация в пользу адекватности развиваемого автором подхода для моделирования процессов наносегрегации в слоях CuO_2 даёт основания надеяться на дальнейший прогресс в понимании уникальных свойств купратов. В конечном итоге это должно привести к значительному

расширению диапазона их применения: от грандиозных электроэнергетических систем до миниатюрных шедевров нанoeлектроники, включающих, например, перспективные суперпроцессоры нового поколения для квантовых компьютеров.

Работа поддержана Программой ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» в рамках проекта 3.5.

- [1] Bednorz G., Müller K. A. // *Z. Phys. B-Cond. Matter.*, **64**, 189 (1986).
- [2] Wu M. K., Ashburn, J. R., Torng C. J. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 908 (1987).
- [3] Митин А. В. // *Инженерная физика* **1**, 37 (2003).
- [4] Митин А. В. // *Известия РАН. Серия физическая*, **69**, 576 (2005).
- [5] Mitin A. V. // *AIP Conf. Proc.: Mat. Physics and Applications*, **850**, 447 (2006)
- [6] Mitin A. V. // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **25**, 1277 (2012).
- [7] Izquierdo M., Megtert S., *et al.* // *J. Phys. Chem. Solids*, **72**, 545 (2011).
- [8] Gomes K. K., Pasupathy A. N., Pushp A., *et al.* // *Nature* **447**, 569 (2007).
- [9] Yuli O., Asulin I., Kalcheim Y. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 197003 (2009).
- [10] Li L., Wang Y., Seiki K., Ono S. *et al.* // *Phys. Rev. B.*, **81**, 054510 (2010).
- [11] de Mello E. V. L., Caixeiro E. S. // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **18**, 653 (2005).
- [12] Abrikosov A. A. // *Phys. Rev. B.*, **74**, 180505(R) (2006).
- [13] Granath M., Andersen B. M. // *Phys. Rev. B.*, **81**, 024501 (2010).
- [14] He Y., Scherpelz P., K. Levin K. // *Phys. Rev. B.*, **88**, 064516 (2013).
- [15] Алексеевский Н. Е., Митин А. В. и др. // *ЖЭТФ*, 97, 263 (1990);
Alekseevskii N. E., Mitin A. V. *et al.* // *Physica B*, **163**, 234 (1990).
- [16] Mitin A. V. // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **20**, 591 (2007).
- [17] Митин А. В. // *ФНТ*, **33**, 328 (2007).
- [18] Митин А. В. // *Известия РАН. Серия физическая*, **73**, 1122 (2009).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ПРИ МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХСЕКЦИОННОЙ ПРОТИВОТОЧНОЙ УСТАНОВКЕ

В.В.Моденова

Факультет Вычислительной математики и кибернетики МГУ им.

М.В.Ломоносова, Москва

Работа посвящена оптимизации управления процессом накопления компонента, проходящего в двухсекционной протяженной противоточной системе.

Рассматривается противоточная система, состоящая из двух зон, различающихся физико-химическими условиями. На границе этих зон происходит частичное обращение противоположно направленных потоков рассматриваемой смеси, т.е. происходит переход смеси из одной фазы в другую и в окрестности этих двух зон происходит непрерывный отбор продукта в одной из фаз. Управляющим параметром может служить отношение поступающих в систему потоков и становится важной задача оптимизации данного управляющего параметра. Рассматриваемая система достаточно протяженная, т.е. при математическом моделировании считаем либо бесконечной, либо конечной с граничными условиями постоянства концентраций, соответствующих природной концентрации компонентов. При переходе из одной секции в другую происходит ступенчатое изменение основных статических и динамических параметров массообменной системы, что определяет специфику численного решения математической задачи. Проводилось численное исследование /1/ нестационарного процесса, протекающего в двухсекционной системе с различными физико-химическими условиями в каждой из секций, в которых в противотоке движутся две “фазы”. Рассматриваемая модель качественно правильно характеризует направление и интенсивность межфазового переноса в зависимости от отклонения от межфазового равновесия. В данной модели также предполагается, что продольная дисперсия вещества в контактирующих средах мала и её не учитывают, т.е. массообменный процесс определяется конвективным перемещением вещества между фазами в каждом поперечном сечении колоны в соответствии с изотермой равновесия (линейной и нелинейной).

Математически задача сводилась к решению системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, относящихся к классу систем уравнений химической кинетики. Существенной особенностью задачи является наличие сильного разрыва начальной функции на границе секций, т.е. скачка концентрации компонента в одной из фаз, при этом производные решения остаются ограниченными, и наличие до определенного момента времени разрыва функции, определяющей скорость межфазового переноса компонента. Рассматривалась модель межфазового переноса, в которой межфазовый поток принимался пропорциональным отклонению состава одной из фаз от равновесного с составом другой фазы. С увеличением времени указанный разрыв исчезает. Результаты численного эксперимента показали, что максимальное значение концентрации в различные моменты времени достигаются на границе секций и эта зависимость носит нелинейный характер. После достижения абсолютного максимума на границе секций дальнейшее развитие профиля концентрации связано с движением стационарного профиля. Вид зависимости концентрации компонента в фазах для различных моментов времени зависит от величины отношения потоков. Она имеет различный вид для величин отношения потоков больших единицы, меньших единицы, и для равных потоков, т.е. когда их отношение равно единице. Численные расчеты позволили проследить развитие концентрационных профилей для различных режимов работы системы. Выполненные расчеты показали, что максимальная концентрация достигается на границе секций при любом фиксированном отношении потоков и хорошо совпадает с результатами качественной теории/2/. Поэтому как время установления, так и скорость роста концентрации, её максимальные значения существенно зависят от величины отношения потоков(j).

Данная работа показала возможность минимизации времени достижения заданной концентрации на границе секций путем использования управляющего параметра ($j(t)$). Методом варьирования отклонения концентрации от стационарного значения на одном из концов рассматриваемой системы решена “обратная” задача о определении оптимальной величины управляющего параметра, характеризующего отношение потоков смеси, поступающих в систему, и нахождение минимальной длины двухсекционной системы, при

которой происходит максимальный отбор продукта на границе секций. В стационарном приближении для решения этой задачи предложено численно-аналитическое решение. Для заданных изотерм равновесия значение концентрации в одной из фаз компонента и на границе секций определяется длиной этих секций, исходной (природной) концентрацией компонента в этой фазе и параметром j , изменяющемся в конечном интервале, и определяемым из численного решения прямой задачи. Получена зависимость высоты системы от отношения длин секций. Получено, что для линейной изотермы равновесия высота системы минимальна при отношении длин секций равном единице, а для нелинейной – результаты расчета показывают, что высота минимальна, когда отношение длин меньше 1. Для различных значений j получены зависимости минимальной высоты системы от управляющего параметра. По полученным зависимостям можно подобрать оптимальные значения управляющего параметра, которые необходимо задать для достижения желаемых значений концентрации в 1-ой фазе на границе секций.

Полученные результаты исследования позволяют выбрать оптимальные режимы накопления компонента в двухсекционной системе при противоточном движении фаз.

Литература

1. *Моденова В.В.* Математическое моделирование волнового процесса в двухсекционной системе.// Приложение к журналу “Физика волновых процессов и радиотехнические системы”.-Волгоград 2004г.- С.154-155.

2. *Борисов С., Сафонов М.С.* Кинетика концентрирования микрокомпонента смеси в двухтемпературной обменной системе.// Теоретические основы химической технологии., 1981, т.15, № 5.-С.676-682.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В КУСОЧНО-ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ РАБОЧЕГО ПРОСТРАНСТВА РУДОВОССТАНОВИТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПЕЧИ МЕТОДОМ ВТОРИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В.И.Нежурин, В.Ю.Куваев, М.Ю.Каряка

Национальная металлургическая академия Украины

Опыт эксплуатации рудовосстановительных электропечей (РВП) показывает, что поддержание оптимального шихтового, электродного и электрического режимов конкретного технологического процесса является основой достижения максимальной технико-экономической эффективности выплавки сплава.

Решение этой задачи обеспечивается выбором оптимальных геометрических параметров ванны печи; печного контура и поддержанием рационального электрического режима плавки, что создает, требуемое с точки зрения термодинамики, распределение энергии, вводимой в рабочее пространство ванны печи.

Данные о распределении активной мощности, плотности тока, потенциалов и температур в объеме рабочего пространства ванны получены в результате инструментальных исследований действующих РВП [1, 2], что дало возможность сформировать картину строения рабочего пространства ванны печи при выплавке разных сплавов и решить ряд задач по оптимизации их выплавки. Результаты исследований позволили разработать обобщенную схему замещения электрической цепи РВП, что обеспечило возможность эффективного управления электрическим и технологическим режимами работы печи с использованием АСУ ТП [2].

Известен ряд математических моделей распределения энергии в объеме ванны, учитывающих неоднородность структуры пространства.

Авторами решалась задача разработки математической модели распределения плотности тока в сечении самообжигающегося электрода и удельной активной мощности в кусочно-однородном объеме рабочего пространства ванны РВП по методу вторичных источников в форме интегральных уравнений Фредгольма II рода с привлечением экспериментальных данных действующих печей [3]. Решающее преимущество метода вторичных источников состоит в возможности построения эффективных численных алгоритмов расчета полей, ориентированных на

применение вычислительной техники и пригодных для неоднородных сред и сложных форм границ раздела сред.

Поскольку структура реакционной зоны рабочего пространства, например, круглой трехэлектродной РВП, выплавляющей марганцевые сплавы, симметрична оси каждого электрода, исходя из условий осевой симметрии, рассматривалось меридиальное сечение электрода и реакционной зоны с подводом тока через сверхпроводящий контакт электрода, находящегося в неоднородной среде, и отводом через сверхпроводящую ванну сплава.

Для построения модели принимали следующие допущения:

1. Ванна круглая с тремя круглыми симметрично расположенными электродами.

2. Объем шихтовых материалов включает реакционную зону с проводимостями γ_5 и γ_6 , и объем ванны с проводимостями γ_3 и γ_4 .

3. Жидкий расплав (поверхность S_5) и поверхности S_1 , S_2 , S_3 , S_4 сверхпроводящие ($\gamma = \infty$).

4. Электроды состоят из двух зон с проводимостями γ_1 и γ_2 .

5. Дуговой разряд не учитывается, поскольку технологический процесс выплавки, например, силикомарганца является шлаковым; жидкий токопроводящий шлак существенно шунтирует дуговой промежуток, вследствие чего на долю дугового разряда приходится не более 15 % энергии, выделяемой в ванне печи.

6. Правая цилиндрическая система координат имеет начало в центре ванны на уровне колошника.

7. Ввиду незначительного влияния поверхностного эффекта магнитное поле не учитывается.

С учетом принятых допущений и условий расчета модель представлена на рис. 1а.

Алгоритм расчета поля плотности тока и удельной активной мощности следующий:

1. Рассчитывается распределение вторичных источников на поверхности раздела сред с разной проводимостью $\gamma_1 - \gamma_6$.

2. По распределению вторичных источников рассчитывается напряженность поля в выбранных точках сечения электрода и рабочего пространства печи.

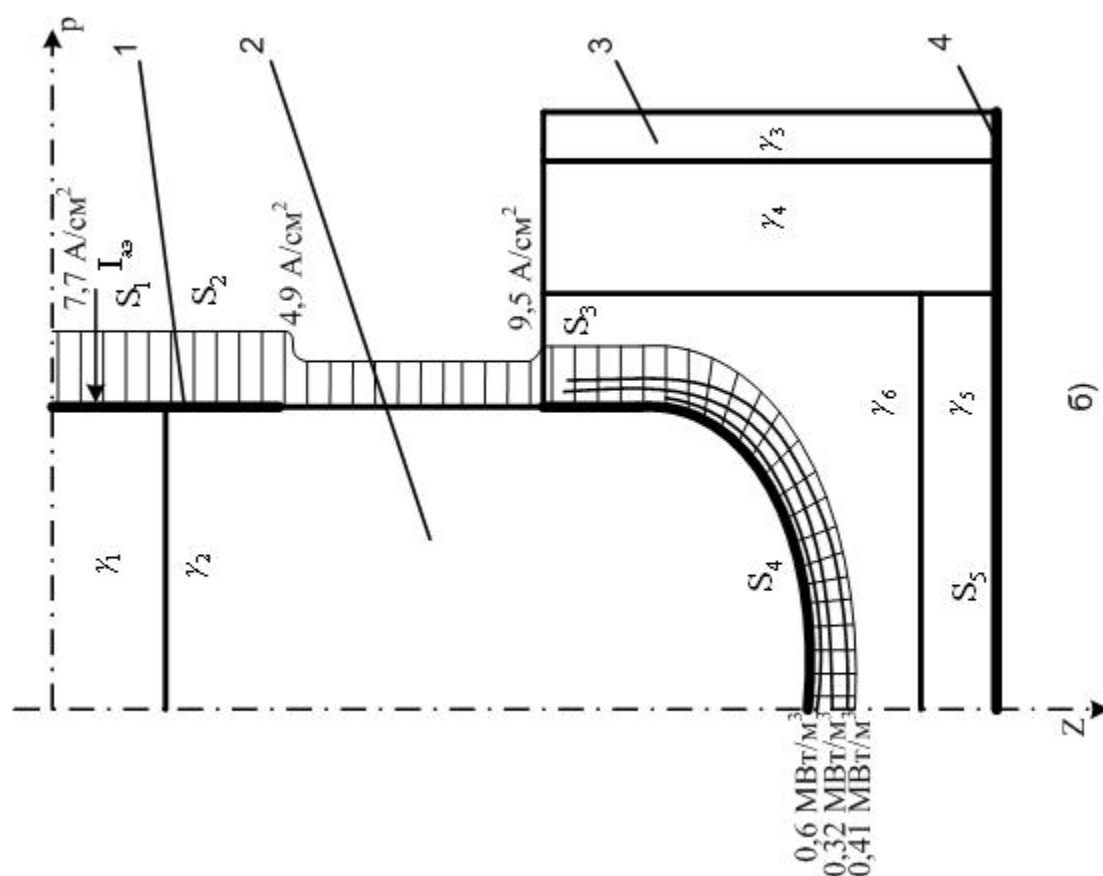
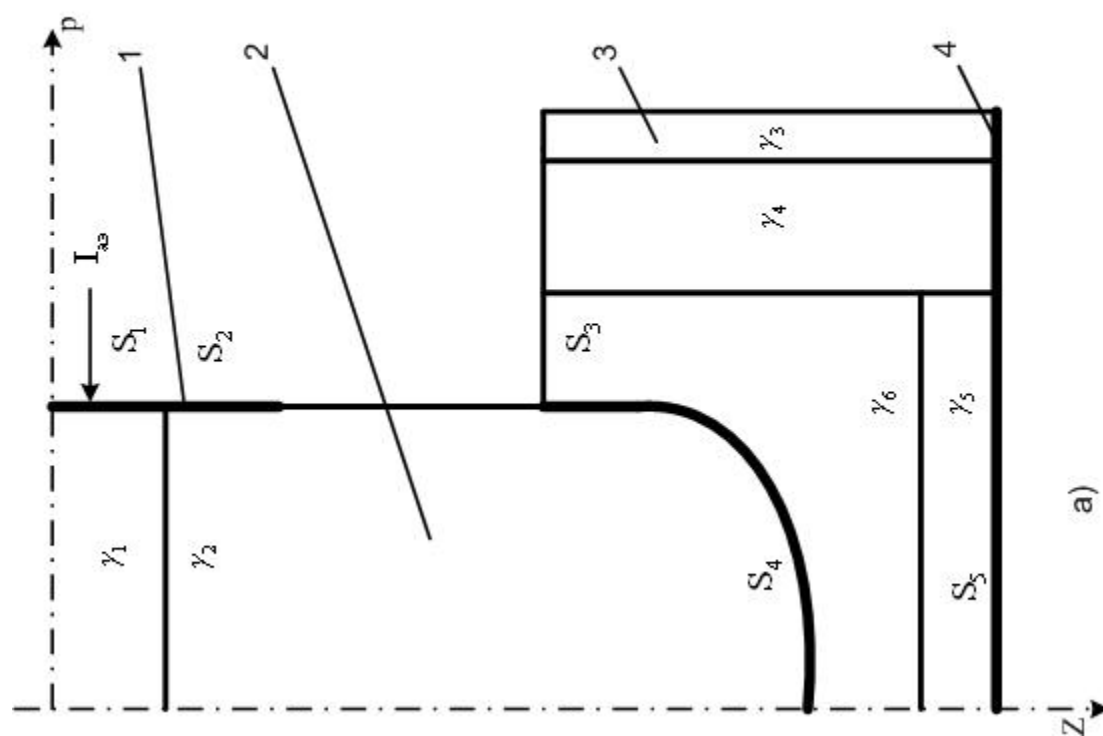


Рис. 1

- а - расчетная математическая модель распределения мощности в ванне РВП
 б - математическая модель распределения энергии в ванне печи РКГ-75
 (1 - кольцо электрододержателя, 2 - самообжигающийся электрод,
 3- рабочее пространство печи с зонами неоднородности, 4 – сплав (силикомарганец)

3. Рассчитывается плотность тока (j_i) и удельная активная мощность в выбранных точках рабочего пространства ванны печи $j = \gamma_i E_i$ и $p_i = \gamma_i E_i^2$ и электрода.

Например, на рисунке 1б представлены результаты математического моделирования распределения энергии в рабочем пространстве ванны силикомарганцевой печи типа РКГ-75 со следующими данными:

- активная составляющая тока электрода $I_{a3}=100$ кА;
- диаметр ванны печи $D_B=12600$ мм;
- высота шихтовых материалов $H_B=3500$ мм;
- диаметр распада электродов $D_p=5600$ мм;
- диаметр электрода $D_3=2000$ мм.

Модель разработана для полусферической формы торца электрода и глубины его погружения в ванну печи 1 м. На рисунке представлены эпюры распределения плотности тока в сечении электрода и линии равной удельной активной мощности в рабочем пространстве в предположении, что мощность сосредоточена в центре выбранных элементарных площадок сечений объема ванны.

Результаты моделирования проверены на адекватность на электролитической ванне печи РКГ-75, где выполняется соотношение проводимостей соответствующих зон неоднородности. Потенциалы точек объема ванны измерялись методом двойного зонда, рассчитывалась активная мощность в каждом элементарном объеме ванны.

Анализ показывает, что значение удельных активных мощностей в выделенных точках, полученные расчетным и экспериментальным путем и представленные в относительных единицах, совпадают.

Предложенная методика расчета позволит полнее решать задачи проектирования, реконструкции и рациональной эксплуатации шлаковых рудовосстановительных электропечей.

Литература

1. Карманов Э.С., Нежурин В.И. Исследование скорости и характера схода шихтовых материалов при выплавке марганцевых сплавов в закрытых руднотермических электропечах [Текст] / Сталь, 1991. - № 7. – С. 37-40.
2. Кузьменко С.Н., Николенко А.В. Определение параметров и характеристик элементов схем замещения ванн рудовосстановительных электропечей [Текст] / Сталь, 2005. - N12 - С. 35-38.
3. Ольдзиевский С.А., Кравченко В.А., Нежурин В.И., Борисенко И.А. Математическое моделирование электрических полей печей рудной электротермии [Текст]. – М. – Металлургия. – 1990. – 112 с.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ФЕНОМЕНОЛОГИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

С. В.Павлов

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, 119991, Россия*

swcusp@mail.ru

Общая постановка задачи в феноменологической теории фазовых переходов в кристаллах проста: дана высокосимметричная пространственная группа G . На основе математических методов нужно установить, в какие подгруппы этой группы могут происходить фазовые переходы, какова возможная физическая реализация параметра (параметров) порядка, какие физические свойства появляются в результате фазового перехода, зависимости этих свойств от внешних воздействий – температуры, давления и т.п. Однако, если известно, что кристалл испытывает фазовый переход, и известна группа низкосимметричной фазы, задача несколько сужается. В этом случае нет необходимости перечисления всех подгрупп, в которые возможны фазовые переходы из исходной группы высокотемпературной фазы. (Тем не менее, общая задача позволяет провести полный анализ фазовой диаграммы.)

Наиболее разработанным математическим методом решения исходной задачи является теоретико-групповой анализ [1]. Теория групп позволяет, не конкретизируя вида термодинамического потенциала, перечислить все возможные низкосимметричные фазы кристалла, определить размерность и симметрию параметра или параметров порядка, построить для каждого параметра порядка целый рациональный базис инвариантов (ЦРБИ), а также предсказать возможную физическую реализацию каждого параметра порядка и его сопряжение по симметрии с основными физическими свойствами – диэлектрическими, тепловыми, упругими и т.д. [1]. Конкретный вид термодинамического потенциала и температурные зависимости физических свойств можно определить только, привлекая модельные представления, то есть, разлагая потенциал в ряд по степеням параметров порядка, точнее, по степеням инвариантов из ЦРБИ. Как известно, всякая физическая модель обладает рядом недостатков, присущих моделям. Однако чтобы минимизировать недостатки, к построению модели надо также подходить, используя методы современной математики. В данном случае это методы

теории особенностей дифференцируемых отображений (теории катастроф) [2-4]. Разница в подходах к построению феноменологических моделей при простом разложении в ряд по степеням параметров порядка и применения теории эквивариантной теории катастроф следующая. Первый подход предполагает, во-первых, малость параметров порядка, во-вторых, разложение в ряд Тейлора вплоть до какой-либо степени: четвертой, шестой, восьмой. При этом нет строгого научного обоснования, почему ряд обрывается на данной конкретной степени, что иногда приводит к построению структурно неустойчивых моделей, в которых возникают ошибочные, нефизичные результаты. Здесь следует оговориться, что речь идет о многокомпонентных и взаимодействующих [5] параметрах порядка. Второй подход, хотя и требует некоторых знаний в теории дифференциальных операторов и построении эквивариантных векторных полей в кольце полиномов [2], логически последователен. В этом подходе совершенно обоснованно параметры порядка играют роль независимых переменных, а феноменологические коэффициенты выступают как управляющие параметры, то есть, параметры, зависящие от физических величин, варьируемых в эксперименте (температура, давление, химпотенциалы примесей, концентрации дефектов). Постановка задачи предельно ясна. Имеется комбинация независимых переменных, фактически ЦРБИ из параметров порядка и число управляющих параметров, варьируемых в эксперименте. Требуется построить структурно устойчивую феноменологическую модель, исходя только из данных условий. Для сравнения обоих подходов рассмотрим конкретный простой пример. Пусть проведен теоретико-групповой анализ и построен ЦРБИ для двухкомпонентного параметра порядка с инвариантами

$$J_1 = \frac{1}{2}(\eta_1^2 + \eta_2^2), \quad J_2 = \frac{1}{2}\eta_1^2\eta_2^2.$$

В [6] исследуется трехмерная фазовая диаграмма модели четвертой степени, построенной традиционным методом:

$$\Phi = r(\eta_1^2 + \eta_2^2) + u_1(\eta_1^4 + \eta_2^4) + u_2\eta_1^2\eta_2^2. \quad (1),$$

где показано, что эта модель допускает существование двух низкосимметричных фаз (η_0) и ($\eta\eta$), причём фазовый переход между этими фазами в рамках данной модели не описывается. Упомянутые фазы имеют общую плоскость $2u_1 = u_2$, на которой нарушаются их условия устойчивости и можно ожидать, что линия фазовых переходов лежит в этой плоскости. Вопрос

о возможности фазового перехода решается, как обычно, добавлением членов порядка η^6 . А какой результат получается, если использовать методы теории особенностей?

Эквивариантные векторные поля в пространстве параметров порядка строятся по формулам $V_k = \sum_i \nabla_i J_k \frac{\partial}{\partial \eta_i}$:

$$V_1 = \eta_1 \frac{\partial}{\partial \eta_1} + \eta_2 \frac{\partial}{\partial \eta_2}, V_2 = \eta_1 \eta_2^2 \frac{\partial}{\partial \eta_1} + \eta_1^2 \eta_2 \frac{\partial}{\partial \eta_2}.$$

В пространстве инвариантов из ЦРБИ выражение для эквивариантных векторных полей записывается следующим образом:

$$U_k = \sum_{i,m} (\nabla_i J_k \nabla_i J_m) \frac{\partial}{\partial J_m} \text{ или } U_k = \sum_m a_{km} \frac{\partial}{\partial J_m},$$

где $a_{km} = V_k J_m$. Для рассматриваемой системы:

$$\begin{aligned} V_1 J_1 &= \eta_1^2 + \eta_2^2 = 2J_1, \\ V_1 J_2 &= V_2 J_1 = 2\eta_1^2 \eta_2^2 = 4J_2, \\ V_2 J_2 &= \eta_1^2 \eta_2^2 (\eta_1^2 + \eta_2^2) = 4 \cdot \frac{1}{2} \eta_1^2 \eta_2^2 \frac{1}{2} (\eta_1^2 + \eta_2^2) = 4J_1 J_2. \end{aligned}$$

Следовательно, эквивариантные векторные поля в пространстве инвариантов из ЦРБИ записываются в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2J_1 & 4J_2 \\ 4J_2 & 4J_1 J_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial J_1} \\ \frac{\partial}{\partial J_2} \end{pmatrix}.$$

Термодинамический потенциал в окрестности нуля можно разложить в формальный ряд Тейлора, т.е. не обязательно сходящийся:

$$\Phi = a_1 J_1 + a_2 J_1^2 + a_3 J_1^3 + b_1 J_2 + a_4 J_1^4 + c_{12} J_1 J_2 + \dots$$

Сначала рассмотрим модель с одним варьируемым параметром, т.е. примем $a_1 = 0$. Тогда главная часть имеет вид $f_0 = b_1 J_2 + a_2 J_1^2$. Соответствующей заменой переменных можно положить $b_1 = 1$ (речь здесь идёт, безусловно, о математическом безразмерном потенциале).

Следовательно,

$$\begin{aligned} U_1 f_0 &\sim J_2 + a_2 J_1^2 \\ U_2 f_0 &\sim J_1 J_2 \end{aligned}$$

и феноменологическая модель с одним варьируемым параметром имеет вид:

$$\Phi = a(\eta_1^2 + \eta_2^2) + \eta_1^2 \eta_2^2 + a_2 (\eta_1^2 + \eta_2^2)^2, \quad (2)$$

Здесь коэффициент $a_2 > 0$ для обеспечения глобальной минимальности (в теории катастроф он называется модулем [2,4]). Легко видеть, что модель (2) с точностью до переобозначения коэффициентов совпадает с моделью (1), но фазовая диаграмма модели (2) одномерна, а не трехмерна, как утверждается в

[6]. Фазовый переход из высокосимметричной фазы в низкосимметричную происходит в точке $a_1 = 0$.

Теперь рассмотрим модель с двумя варьируемыми параметрами. Обратим в нуль коэффициенты a_1 и b_1 при элементах J_1 и J_2 соответственно, запишем инвариант J_2 в виде: $J_2 = \frac{1}{4}(\eta_1^4 + \eta_2^4 - 6\eta_1^2\eta_2^2)$. Такое изменение J_2 удобно для проведения замены переменных $(\eta_1, \eta_2) \rightarrow (r, \varphi)$:

$$\begin{aligned}\eta_1 &= r \cos \varphi, \\ \eta_2 &= r \sin \varphi.\end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned}J_1 &= r^2, \\ J_2 &= r^4 \cos 4\varphi.\end{aligned}$$

Соответственно изменяются эквивариантные векторные поля:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_1 & 2J_2 \\ 2J_2 & 4J_1^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial J_1} \\ \frac{\partial}{\partial J_2} \end{pmatrix}.$$

Главная часть термодинамического потенциала $f_0 = J_1^2$ и

$$\begin{aligned}U_1 f_0 &\sim J_1^2 \in I_{\nabla f_0}, \\ U_2 f_0 &\sim J_1 J_2 \in I_{\nabla f_0},\end{aligned}$$

где $I_{\nabla f_0}$ - идеал главной части f_0 [4]. Значит, мономы J_1^2 и $J_1 J_2$ лежат в идеале, поэтому необходимо рассмотреть однородную часть $f_1 = J_2^2$ и построить оператор $U = \alpha U_1 + \beta U_2$, в котором коэффициенты α и β определяются из условия

$$\begin{aligned}U f_0 &= 0, \\ U f_0 &= \alpha J_1^2 + \beta J_1 J_2 = 0,\end{aligned}$$

Откуда $\alpha = a J_2, \beta = J_1$. Тогда

$$U = c_1 J_1 J_2 \frac{\partial}{\partial J_1} + (c_2 J_2^2 + c_3 J_1^4) \frac{\partial}{\partial J_2},$$

где $c_1 - c_3$ - некоторые численные коэффициенты. Очевидно, что из мономов в выражении

$$U f_1 = (c_2 J_2^2 + c_3 J_1^4) 2J_2$$

только J_2^3 не принадлежит идеалу $I_{\nabla f_0}$ и порождает идеал $I_{\nabla f_1}$. На этом шаге получаем конечную локальную алгебру, а модель имеет вид:

$$\Phi = a_1 J_1 + J_1^2 + b_1 J_2 + \mu J_2^2$$

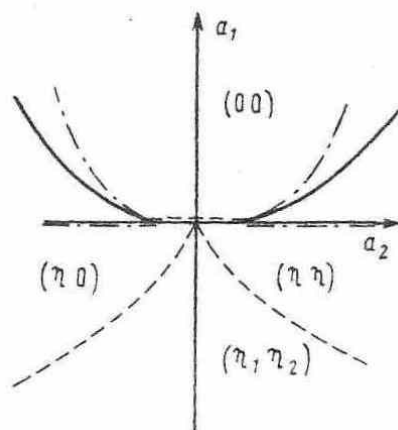
Здесь a_1, b_1 - варьируемые параметры, а μ - модуль. В переменных (r, φ)

$$\Phi = \frac{1}{2} a_1 r^2 + \frac{1}{4} b_1 r^4 \cos 4\varphi + \frac{1}{8} \mu r^8 \cos^2 4\varphi \quad (3).$$

Модель, описываемая потенциалом (3), допускает существование четырех устойчивых фаз: высокосимметричной фазы $r = 0, \varphi = 0$ ($\eta_1 = \eta_2 = 0$) и трех низкосимметричных фаз: 1) $r \neq 0, \sin 4\varphi = 0, \cos 4\varphi = 1$ ($\eta_1 \neq 0, \eta_2 = 0$); 2) $r \neq 0, \sin 4\varphi = 0, \cos 4\varphi = -1$ ($\eta_1 = \eta_2 = \eta \neq 0$); 3) $r \neq 0, \sin 4\varphi \neq 0$ ($\eta_1 \neq \eta_2 \neq 0$).

Фазовая диаграмма данной модели изображена на рисунке.

Таким образом, применение методов теории особенностей (теории катастроф) при построении феноменологических моделей позволяет избежать ошибок, связанных со структурной неустойчивостью термодинамического потенциала и появления нефизичных результатов на фазовой диаграмме модели.



Литература

1. Гуфан Ю.М. Структурные фазовые переходы. М., Наука, 1982.
2. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. М., Наука, 1982.
3. Кутын Е.И., Лорман В.Л., Павлов С.В. Методы теории особенностей в феноменологии фазовых переходов. УФН. 1991. Т.161, № 6. с.109-147.
4. Павлов С.В. Методы теории катастроф в исследовании фазовых переходов. Изд-во Моск. университета, 1993.
5. Павлов С.В. Феноменологическая модель с тремя взаимодействующими параметрами порядка: построение методами теории особенностей. Тезисы докладов XIX Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков, 20 – 23 июня 2011 г., Москва. – М., МИРЭА, 2011. с. 101.
6. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М.: Наука, 1984.

КИНЕТИКА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОСТОЯНИЙ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ НАНОСИСТЕМ. ЭФФЕКТЫ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Б.В. Петухов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва

1. Введение. В связи с развитием нанотехнологий большое внимание в последнее время уделяется созданию систем пониженной размерности и изучению их свойств. В частности, многочисленные исследования посвящены одномерным и квазиодномерным структурам, таким как нанопроволоки, молекулярные магнетики с цепочечной структурой, биологические макромолекулы и многие другие [1].

Для управления свойствами этих материалов необходимо изучение их динамического поведения под воздействием различных факторов, в том числе знание кинетики переключения состояний при изменении внешних условий. В частности, такой процесс имеет место в системах записи и хранения информации. В настоящей работе будет изучена роль эффектов конечной длины в кинетике переключения состояний одномерных систем. Такие эффекты существенны как в силу ограниченной длины реальных систем, так и при наличии дефектов, разбивающих одномерные системы на независимые участки.

2. Зарождение и рост доменов нового состояния. Рассматривается протяженная одномерная или квазиодномерная система, приведенная внешним полем в монодоменное состояние. При изменении знака внешнего поля первоначальное состояние становится метастабильным и система должна перейти к равновесию, отвечающему новым условиям. Для этого, однако, следует преодолеть энергетический барьер, высота которого определяется энергией образования зародыша нового состояния, включающей создание двух доменных стенок. Барьер преодолевается флуктуационным путем и в достаточно длинной системе зародыши возникают спонтанно с некоторой частотой Γ в единицу времени на единице длины. Дальнейшая эволюция заключается в росте доменов новой фазы за счет движения их границ –

доменных стенок – со скоростью v , определяемой величиной движущей силы F : $v = \mu F$, до столкновения и взаимной аннигиляции со стенками противоположных знаков от соседних зародышей (μ – подвижность доменной стенки). Коалесценция доменов завершает процесс распада первоначального метастабильного состояния и перехода в новую равновесную фазу.

Метод расчета кинетики рассматриваемого процесса при стохастическом образовании и коалесценции доменов нового состояния был предложен Колмогоровым в его теории статистической кристаллизации [2]. В рамках этого подхода находится временная зависимость убывания доли исходной фазы $Q^2(t)$, являющейся также вероятностью сохранения первоначального состояния какой-либо произвольной точки системы. Для удобства учета влияния границ или дефектов эта величина представлена как квадрат «односторонней» вероятности $Q(t)$ рассматриваемой точке не быть поглощенной новой фазой за счет образования зародышей с какой-либо одной стороны от нее [3,4]. Метод Колмогорова дает для $Q(t)$ при зависящей от времени движущей силе выражение

$$Q(t) = \exp \left\{ - \int_{t_0}^t dt' \Gamma(t') \int_{t'}^t dt'' v(t'') \right\}. \quad (1)$$

3. Кинетика убывания доли исходного состояния системы конечных размеров. Вероятность $q(t, l)$ того, что рассматриваемая точка не перейдет в новую фазу за счет образования зародыша только на прилегающем с какой-либо одной стороны интервале длиной l , меньшей длины пробега $l(t) = \int_0^t v(t') dt'$ вычисляется как

$$q(t, l) = Q(t) / Q(t_l) = \exp \left\{ - \int_0^t dt' \Gamma(t') \int_{t'}^t dt'' v(t'') + \int_0^{t_l} dt' \Gamma(t') \int_{t'}^{t_l} dt'' v(t'') \right\}. \quad (2)$$

Здесь t_l определяется условием $\int_{t_l}^t v(t') dt' = l$.

На границах может происходить зарождение одиночных доменных стенок, в отличие от обязательного возникновения пары стенок при образовании доменов в глубине материала. В этом случае для вычисления односторонней вероятности сохранения первоначального состояния $Q(t, l)$

следует домножить $q(t, l)$ на вероятность $\exp[-\int_0^{t_l} dt' / \tau(t')]$ не-рождения домена на границе до момента t_l , после которого еще остается время, достаточное для расширения домена до рассматриваемой точки ко времени t . Этот момент времени t_l определяется условием $\int_{t_l}^t v(t') dt' = l$. Получаем

$$Q(t, l) = \exp \left\{ - \int_0^t dt' \Gamma(t') \int_{t'}^t dt'' v(t'') + \int_0^{t_l} dt' \Gamma(t') \int_{t'}^{t_l} dt'' v(t'') - \int_0^{t_l} dt' / \tau(t') \right\}. \quad (3)$$

4. Влияние дефектов, разбивающих систему на независимые участки.

При наличии хаотически распределенных дефектов, например, немагнитных примесей в магнитной цепочке, система разбивается на ансамбль участков случайной длины. При расчете односторонней вероятности $Q(t)$ того, что выделенная точка останется к моменту t в исходной фазе, то есть не будет захвачена новой фазой за счет рождения доменов с какой-либо одной стороны от нее, нужно учитывать возможность расположения ближайшего дефекта на расстояниях меньшем и большем длины пробега $l(t)$. Вероятность того, при средней плотности хаотически расположенных дефектов на единице длины n в промежутке длиной l не окажется дефекта, есть $\exp(-nl)$. Вероятность того, что данная точка не будет поглощена доменом, родившимся в интервале $(0, vt)$ при отсутствии внутри него дефекта есть, следовательно, $\exp \left\{ - \int_0^t dt' \Gamma(t') \int_{t'}^t dt'' v(t'') - nl(t) \right\}$. Учитывая все варианты расположения ближайшего дефекта, для средней по ансамблю односторонней вероятности рассматриваемой точке не быть поглощенной новой фазой, получаем

$$Q_{av}(t) = Q(t) \exp[-nl(t)] + n \int_0^{l(t)} dl' \exp[-nl' - \int_0^{t'} dt'' / \tau(t'')] q(t, l') = \exp \left[- \int_0^t dt' \Gamma(t') \int_{t'}^t dt'' v(t'') - nl(t) \right] \left\{ 1 + n \int_0^{l(t)} dl' \exp[-nl' - \int_0^{t'} dt'' / \tau(t'')] + \int_0^{t_l} dt' \Gamma(t') \int_{t'}^{t_l} dt'' v(t'') \right\}. \quad (4)$$

Взаимодействие спинов составляющих протяженные молекулы звеньев препятствует свободному изменению их состояний и приводит к кооперативной динамике. Это создает предпосылки для существования долго живущего магнетизма, строго говоря, невозможного как равновесное состояние одномерной системы при конечной температуре. При конечных температурах частота возникновения зародышей нового энергетически более выгодного

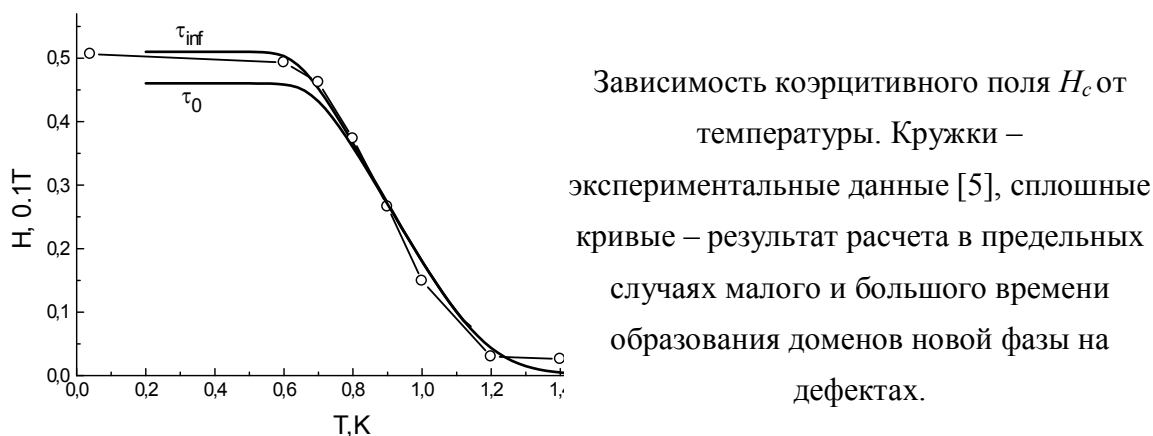
состояния в основном определяется термическими флуктуациями и описывается аррениусовским фактором $\Gamma = \Gamma_0 \exp(-E/kT)$, где E - энергия возникающего домена, k - постоянная Больцмана, T - температура. Зависимость энергии активации E от движущей силы F может быть аппроксимирована выражением $E = E_0 - \gamma F$, где γ - некоторая постоянная, связанная с размером зародыша (т. н. активационной длиной). Представим частоту образования зародышей в виде $\Gamma = \Gamma_0 \exp[-(E_0 - \gamma F)/kT] = \Gamma_1 \exp(\gamma F/kT)$. $\Gamma_1 = \Gamma_0 \exp(-E_0/kT)$.

Рассмотрим процесс трансформации упорядоченного монодоменного состояния системы, созданного первоначально отрицательной движущей силой при постепенном увеличении F с постоянной скоростью f . Для интересующей нас односторонней вероятности сохранения какой-либо точкой системы первоначального состояния

$$Q_{av}(t) = \exp\{-\mu f \Gamma_1 t (kT/\gamma f)^2 \exp(\gamma f t/kT) - n \mu t^2/2\} \left\{ 1 + n \int_0^{\mu t^2/2} dl \exp\{-nl - \int_0^{(t^2 - 2l/\mu f)^{1/2}} dt' / \tau(t') + \mu f \Gamma_1 (kT/\gamma f)^2 [(t^2 - 2l/\mu f)^{1/2} \exp[(\gamma f/kT)(t^2 - 2l/\mu f)^{1/2}]]\} \right\}. \quad (5)$$

Наличие энергетического барьера для образования доменов приводит к существенной задержке процесса переключения в новую фазу, который затем происходит довольно резко при достижении внешней силой достаточно большой величины. Это значение можно характеризовать коэрцитивным полем $H_c = f t_s$, отвечающим значению намагниченности $M=0$ или $Q_{av}^2(t_s) = 1/2$.

Расчет будут проиллюстрирован экспериментальными данными, полученными в работе [5] для цепочечного магнетика, образованного повторяющимся мотивом $[-\text{Mn}^{\text{III}}-\text{NC}-\text{Mn}^{\text{III}}-\text{CN}-]$. Результат расчета температурной зависимости коэрцитивного поля H_c представлен на рисунке 1.



Показано поведение для двух предельных случаев: сравнительно большого времени зарождения доменов на дефектах τ , когда роль дефектов сводится к разбиению системы на независимые участки; и малого времени τ , когда зарождение на дефектах преобладает. Как можно видеть из рисунка, коэрцитивное поле заметно убывает с повышением температуры. Однако в области низких температур имеет место ослабление температурной зависимости H_c . Подобную «атермичность» нередко приписывают эффектам квантового туннелирования [6]. Проведенный расчет показывает, что свой вклад в наблюдаемое поведение могут давать случайно расположенные дефекты, ограничивающие размеры сегментов системы.

- [1] Z.M. Wang (Editor). One-Dimensional Nanostructures. Springer, NY (2008),
- [2] А.Н. Колмогоров. Изв. АН СССР, сер. Мат. **3**, 355 (1937).
- [3] B.V. Petukhov. JSTAT, P09019 (2013).
- [4] Б.В. Петухов. ЖЭТФ **141** 1130 (2012).
- [5] H. Miyasaka, T. Madanbashi, A. Saitoh, et al. Chem. Eur. J. **18**, 3942 (2012).
- [6] W. Wernsdorfer, R. Clérac, C. Coulon, et al. Phys. Rev. Lett. **95**, 237203 (2005).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ФРОНТА СТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ДВУХФАЗНОМ ПОРИСТОМ МАТЕРИАЛЕ

А.В. Аттетков, И.К. Волков, Е.В. Пилявская

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Рассматривается задача о стационарной ударной волне (УВ) [1-5], распространяющейся со скоростью D в двухфазном пористом материале – несжимаемой вязкопластической среде (фаза 1), содержащей сферические поры радиуса a_0 (регулярная ячеистая схема [6]; наличием газа в порах пренебрегается) с покрытием их поверхности (фаза 2, несжимаемая вязкая среда). В предположении, что характерная длина волны много больше размера пор и расстояния между ними, в системе координат, связанной с волной, интегралы уравнений сохранения массы и импульса на фронте УВ можно представить в следующем виде [4, 5], справедливом для всех промежуточных состояний в волне (объемным содержанием фазы 2 пренебрегается):

$$p - p_0 = \rho_s D^2 (\alpha_0 - \alpha) \alpha_0^{-2}, \quad (1)$$

где

$$p_0 = \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha_0}{\delta + \alpha_0 - 1} \quad (2)$$

– амплитуда упругого предвестника (Y – предел текучести материала фазы 1). При этом зависимости между среднеинтегральными и фазовыми значениями величин двухфазного пористого материала определяются равенствами [4]

$$\begin{aligned} p &= \alpha^{-1} [\delta p_2 + (1 - \delta) p_1]; \\ \rho &= \alpha^{-1} \rho_s = \alpha^{-1} [\delta \rho_2 + (1 - \delta) \rho_1] \approx \alpha^{-1} \rho_1; \\ \alpha &= \frac{b^3}{b^3 - a^3}; \quad \delta = \frac{c^3 - a^3}{b^3 - a^3}, \end{aligned}$$

где p – давление, ρ – плотность; b – радиус сферического объема характерного (представительного) элемента двухфазного пористого материала; c – радиус контактной границы фаз; α, δ – концентрационные симплексы

подобия пористого материала. При этом, согласно [4], результирующее уравнение связи, определяющее скачок начального состояния двухфазного пористого материала во фронте УВ, динамически неравновесно и может быть представлено в виде суммы динамических слагаемых $p_d(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha, \delta)$ и $p_v(\dot{\alpha}, \alpha, \delta)$, отражающих инерционные и вязкие эффекты при затекании пор, и слагаемого $p_s(\alpha, \delta)$, характеризующего статическое сопротивление материала фазы 1:

$$p = p_d(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha, \delta) + p_v(\dot{\alpha}, \alpha, \delta) + p_s(\alpha, \delta). \quad (3)$$

Уравнение (1) с учетом равенства (2) и уравнения связи (3), в котором нужно перейти к переменному $\xi = (x - Dt)/a_0$, определяет структуру фронта стационарной УВ в двухфазном пористом материале. Математическая модель, используемая при анализе волнового профиля в изучаемой системе, имеет вид

$$\frac{d^2\alpha}{d\xi^2} = \left\{ \frac{B(\alpha, \delta, \gamma)}{6} \left(\frac{d\alpha}{d\xi} \right)^2 + \frac{4kR(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{3(\alpha - 1)} \cdot \frac{(\alpha - 1)(1 - \delta) + \zeta\alpha\delta}{\delta + \alpha - 1} \left(\frac{d\alpha}{d\xi} \right) - F(\alpha, \alpha_0, \delta, \gamma, k) \right\} A^{-1}(\alpha, \delta, \gamma), \xi > 0; \quad (4)$$

$$\exists \lim_{\xi \rightarrow +\infty} \frac{d\alpha}{d\xi} = 0; \quad \exists \lim_{\xi \rightarrow +\infty} \alpha = \alpha_0,$$

где

$$F(\alpha, \alpha_0, \delta, \gamma, k) = \alpha(\alpha_0 - 1)^{2/3} \left\{ [1 + (\gamma - 1)\delta] \frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0^2} + \frac{2k^2}{3} \ln \left[\frac{\alpha_0(\delta + \alpha - 1)}{\alpha(\delta + \alpha_0 - 1)} \right] \right\};$$

$$\alpha \in [1, \alpha_0]; \zeta \in \mathbb{R}^+; \gamma \in \mathbb{R}^+; 0 < \delta \leq 1;$$

и структура функционалов $A(\alpha, \delta, \gamma)$ и $B(\alpha, \delta, \gamma)$ известна [4].

В математической модели (4)

$$k = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{Y}{\rho_1}}; R = \frac{\eta}{a_0 \sqrt{Y \rho_1}}; \zeta = \frac{\mu}{\eta}; \gamma = \frac{\rho_2}{\rho_1};$$

η, μ – коэффициенты вязкости фаз 1 и 2 соответственно, индекс “0” относится к начальным значениям величин.

Анализ фазового портрета системы (4) в плоскости $\alpha 0g$ ($g = d\alpha/d\xi$) показывает, что точки ее покоя принадлежат отрезку $[1, \alpha_0]$ оси 0α , т.е. имеют координаты $(\alpha, 0)$, где $\alpha \in [1, \alpha_0]$. Установлено, что параметр k^2 является бифуркационным и при $k^2 \in (0, k_1^2) \cup (k_{\max}^2, +\infty)$ система (4) имеет две точки покоя $O_1 = (1, 0)$ и $O_0 = (\alpha_0, 0)$. При

$$k^2 = k_1^2 \triangleq \frac{3(\alpha_0 - 1)[1 + (\gamma - 1)\delta]}{2\alpha_0^2 \ln[(\delta + \alpha_0 - 1)/(\alpha_0 \delta)]}$$

точка покоя $O_1 = (1, 0)$ становится двойной; с ростом значений k^2 из этой точки “выходит” третья точка покоя $O_\alpha = (\alpha, 0)$, попадающая в точку покоя O_0 при $k^2 = k_{\max}^2$. При дальнейшем росте k^2 точка покоя O_1 “исчезает” из зоны анализа. Значение параметра $k_{\max}^2$ определяет минимальную скорость распространения УВ

$$D_{\min} = \left\{ \frac{2Y\alpha_0(1 - \delta)}{3\rho_1(\delta + \alpha_0 - 1)[1 + (\gamma - 1)\delta]} \right\}^{1/2},$$

появление которой физически обусловлено проявлением прочностных свойств материала фазы 1 двухфазного пористого материала.

Подробно исследован инерционный режим затекания пор ($R=0$). Теоретически обоснована возможность существования критической скорости распространения УВ, превышающей $D_{\min}$ и приводящей к полному затеканию пор во фронте УВ:

$$D_{cr} = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - 1} \left\{ \frac{2Y[(1 - \delta)(\alpha_0 - 1) + \delta(\delta - 2)\ln[(\delta + \alpha_0 - 1)/\delta] + \ln \alpha_0]}{\rho_1(\alpha_0 + 2)[1 + (\gamma - 1)\delta]} \right\}^{1/2}.$$

Представлены теоретические оценки ширины фронта УВ слабой интенсивности в предельных режимах затекания пор: инерционном ($R=0$) и сильновязком ($R \gg 1$), а также результаты вычислительных экспериментов, устанавливающие специфические особенности процесса распространения стационарной УВ в двухфазном пористом материале.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (грант НШ – 255.2012.8).

1. С.З. Дунин, В.В. Сурков. Динамика закрытия пор во фронте ударной волны // Прикладная математика и механика. 1979. Т. 43, вып. 3. С. 511 – 518.
2. С.З. Дунин, В.В. Сурков. Структура фронта ударной волны в твердой пористой среде // Журнал прикладной механики и технической физики. 1979. № 5. С. 106 – 114.
3. Влияние неравновесного разогрева на поведение пористого вещества при ударном сжатии / А.В. Амтетков [и др.] // Журнал прикладной механики и технической физики. 1984. № 6. С. 120 – 127.
4. A.V. Attetkov, E.V. Golovina, B.S. Ermolaev. Mathematical simulation of mesoscopic processes of heat dissipation and heat transfer in a two-phase porous material subjected to shock compression // Journal of Heat Transfer Research. 2008. V. 39, N 6. P. 479 – 487.
5. Е.В. Пилявская, А.В. Амтетков. Эффекты тепловой диссипации при распространении ударной волны в двухфазном пористом материале // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Естественные науки. 2011. № 3. С. 53–58.
6. Р.И. Нигматулин. Динамика многофазных сред / В 2-х частях. М.: Наука, 1987.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ТЕРМОНАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИЗДЕЛИЙ ИЗ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ

А.И.Блесман, Д.А.Полонянкин, Д.В.Постников

Омский государственный технический университет

Повышение эксплуатационных характеристик изделий из конструкционных сталей, работающих в условиях кратковременных интенсивных тепловых нагрузок, агрессивных газовых сред, является актуальной проблемой современного материаловедения. Такие условия возникают при работе газопламенных химических реакторов, деталей реактивных двигателей, изделий, подвергающихся кратковременному воздействию плазмы [1]. Разрешение данной проблемы может быть реализовано посредством направленного изменения физико-химических свойств конструкционных сталей различными методами, среди которых важное место занимает метод поверхностного ионно-плазменного модифицирования [2], позволяющий осуществлять формирование защитных покрытий с использованием тугоплавких металлов, а также их соединений в качестве материала модификатора [3].

Теоретическое исследование процесса распространения кратковременного высокотемпературного импульса, а также вызванных им напряжений проводилось с использованием закона сохранения энергии и закона Фурье, на основе которых была разработана модель эволюции теплового импульса в бинарной системе сталь-покрытие. Анализ процесса теплопроводности в неподвижной изотропной среде приводит к дифференциальному уравнению теплопроводности, которое связывает временное и пространственное изменение температуры:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_V, \quad (1)$$

где ρ – плотность среды; c – её удельная теплоемкость; q_V – мощность внутренних источников теплоты (количество теплоты, выделяемое источниками в единице объема материала в единицу времени).

При исследовании воздействия теплового потока на образец в форме плоской пластины задачу распределения температуры можно рассматривать как одномерную. Это связано с равномерным распределением теплового потока по площади поверхности образца, а также с соотношением площади его поверхности и толщины покрытия (толщина покрытия существенно меньше линейных размеров системы) [4].

В данном случае для решения уравнения теплопроводности использовались граничные условия, учитывающие теплообмен излучением, конвекцией и воздействие теплового потока:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 \sigma (T_1^4 - T_{газа1}^4) + \alpha_1 (T_1 - T_{газа1}) + q_V = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \\ \varepsilon_2 \sigma (T_N^4 - T_{газа2}^4) + \alpha_2 (T_N - T_{газа2}) = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \end{cases} \quad (2)$$

где T_1 – температура поверхности образца со стороны воздействия теплового потока, $T_{газа1}$ – температура газа со стороны нагреваемой поверхности, T_N – температура поверхности со стороны, не подвергаемой тепловому воздействию, $T_{газа2}$ – температура газа со стороны, не подвергаемой тепловому воздействию, ε – степень черноты поверхности, σ – постоянная Стефана-Больцмана, α – коэффициент пропорциональности в уравнении Ньютона-Рихмана.

На границе раздела матрица-покрытие использовались граничные условия:

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=h} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=h} \quad (3)$$

Температуру газа $T_{газа1}$ приняли равной 3000 К, а начальную температуру бинарной системы – 300 К. С использованием вышеприведенной численной схемы рассчитывалось распределение температуры в системе сталь-покрытие (рис. 1).

В связи с тем, что максимум температуры от одиночного импульса находится на глубине до 20 мкм, теплофизические свойства покрытия являются определяющими для величины импульса. Как свидетельствуют результаты расчетов температуры, наибольшее снижение теплового воздействия обеспечивают молибден и вольфрам.

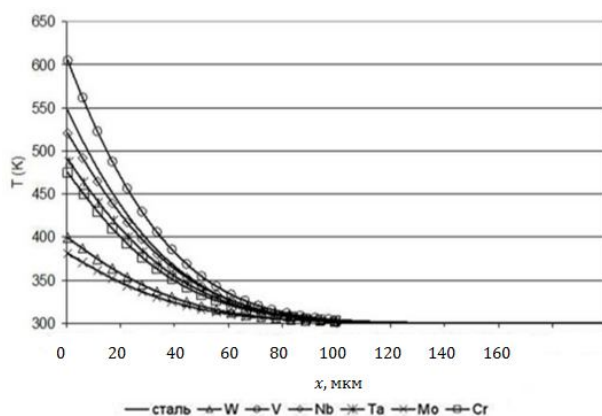


Рис. 1. Распределение температуры в стали с покрытием толщиной 10 мкм для разных материалов модификатора при температуре газа 3000 К, время импульса 0,2 мс.

Проведенный расчет показал, что величина нормальных напряжений, распространяющихся вдоль направления теплового потока, существенно меньше предела прочности стали (конструкционная сталь марки 38Х2МЮА) и рассматриваемых видов материала покрытия (вольфрам, тантал, ниобий, ванадий, молибден, хром). Данный вид напряжений (не более 2 МПа) не может привести к расслоению материала (рис. 2).

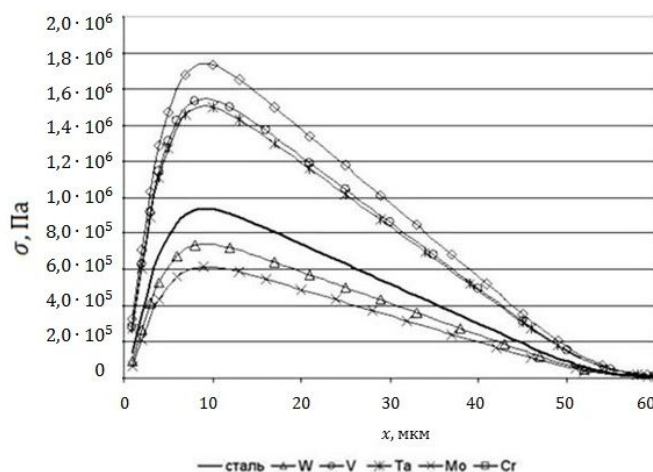


Рис. 2. Распределение нормальных напряжений в стали с покрытием для разных материалов модификатора. Время импульса 0,2 мс, температура газа 3000 К.

Нормальные напряжения в бинарной системе быстро затухают, однако при этом возникают тангенциальные напряжения, распространяющиеся в направлении, перпендикулярном направлению теплового потока. Возникновение напряжений данного вида обусловлено наличием градиента

температуры и неоднородностью свойств материалов многослойных систем. Соответствующие компоненты могут быть определены из выражения [5]:

$$\sigma_z = \sigma_y = - \frac{\alpha(T)E(T)}{1-\mu} T(x) + C_1 + C_2 x \quad (4)$$

где $\alpha(T)$ – коэффициент теплового расширения, E – модуль Юнга, μ – коэффициент Пуассона, C_1 и C_2 – константы, которые определяются из условия, что результирующая сила и результирующий момент равны нулю:

$$\begin{cases} \int_0^h \sigma_z dx = 0 \\ \int_0^h \sigma_z (x - \frac{h}{2}) dx = 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$\sigma_z = \sigma_y - K(x)T(x) + \frac{K(x)}{h} \int_0^h T dx + \frac{3K(x)(x - \frac{h}{2})}{\frac{h^3}{4}} \int_0^h T(x - \frac{h}{2}) dx \quad (6)$$

где $K = \frac{\alpha(x)E}{1-\mu}$.

Значения тангенциальных напряжений являются критическими для большинства материалов модификатора. Положительные значения σ_y определяют величину напряжений растяжения, отрицательные значения, соответственно, – волну сжатия. Как свидетельствуют результаты расчетов напряжений в поперечном к глубине образца направлении при нагреве до 1200 градусов по шкале Кельвина, минимальные тангенциальные напряжения возникают в таких материалах как молибден и вольфрам (рис. 3).

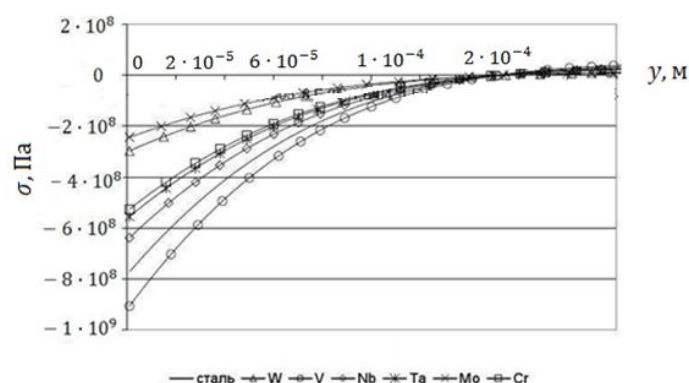


Рис. 3. Распределение тангенциальных напряжений в стали с покрытием для разных материалов модификатора. Время нагрева 0,2 мс, температура газа 3000 К.

Таким образом, применение метода математического моделирования к исследованию процесса распространения кратковременного теплового

импульса в бинарной системе сталь-покрытие позволяет произвести выбор материала модификатора (молибден, вольфрам), способствующего наибольшему снижению теплового импульса, а также обеспечивающего возникновение минимальных тангенциальных напряжений, возникающих в бинарной системе сталь-покрытие.

Литература

1. Современная трибология: Итоги и перспективы / под ред. К.В. Фролова. – М.: Издательство ЛКИ, 2008. – 480 с.
2. Барвинок, В.А. Физические основы и математическое моделирование процессов вакуумного ионно-плазменного напыления / В.А. Барвинок, В.И. Богданович. – М.: Машиностроение, 1999. – 309 с.
3. Blesman, A.I. Study microhardness steel 41CrAlMo7 modified by molybdenum / A.I. Blesman, D.A. Polonyankin, D.V. Postnikov // European Science and Technology: materials of the VII international research and practice conference. – Munich: Vela Verlag Waldkraiburg, 2014. – Vol. II – P. 411 – 414.
4. Пасконов, В.М. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В.М. Пасконов, В.И. Полежанов, Л.А. Чудов. – М.: Наука, – 1984.
5. Блейхер, Г.А. Тепломассоперенос в твердом теле под действием мощных пучков заряженных частиц / Г.А. Блейхер, В.П. Кривобоков, О.В. Пащенко, – Новосибирск, Наука, 1999. – 176 с.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ САД-СИСТЕМ К МОДЕЛИРОВАНИЮ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ

К.Н.Соломонов, Л.И.Тищук

*Московский государственный университет путей сообщения
(Воронежский филиал МИИТ)*

Виртуальные эксперименты, описанные в работах [1-2], позволяют с помощью известных САЕ-систем моделировать течение металла в различных физических процессах. Однако такие системы дают возможность рассмотрения напряженно-деформированного состояния металла лишь в плоскости контакта, что снижает наглядность и информативность результатов исследований.

В свою очередь, разработанный на основе теории течения тонкого пластического слоя [3] программный комплекс [4] PARSHTAMP можно в большей степени считать САД-системой, т.к. в нем технологический процесс пластического формоизменения заготовки сведен к геометрической модели, основная идея которой заключается в проведении аналогии между пространственной эпюрой контактных давлений (ПЭКД) и поверхностью одинакового ската, ярким примером которой может служить предельная насыпь из какого-либо сыпучего материала (песок, соль и т.п.). Данный программный комплекс в настоящий момент дорабатывается, в частности, подлежит существенной переработке блок построения ПЭКД.

Как было показано ранее [5], с задачей построения поверхностей одинакового ската легко справляется САД-система КОМПАС-3D благодаря наличию операции «выдавливания». Особенность этой операции заключается в том, что образующие любой поверхности, представляющей собой твердотельную модель «детали», наклонены под одним углом к основанию, т.е. любая поверхность, полученная «выдавливанием», – это поверхность одинакового ската. Следовательно, такая поверхность моделирует ПЭКД. При этом контур основания может быть многосвязным и представлять весьма сложную линию (рис. 1).

Дальнейшие исследования показали, что имеются существенные ограничения в моделировании не только для сложных гладких кривых, задаваемых в КОМПАСе с помощью кривой Безье, но и для многоугольников. Удалось выявить причину сужения круга решаемых задач, в том числе и для линий в форме многоугольника.

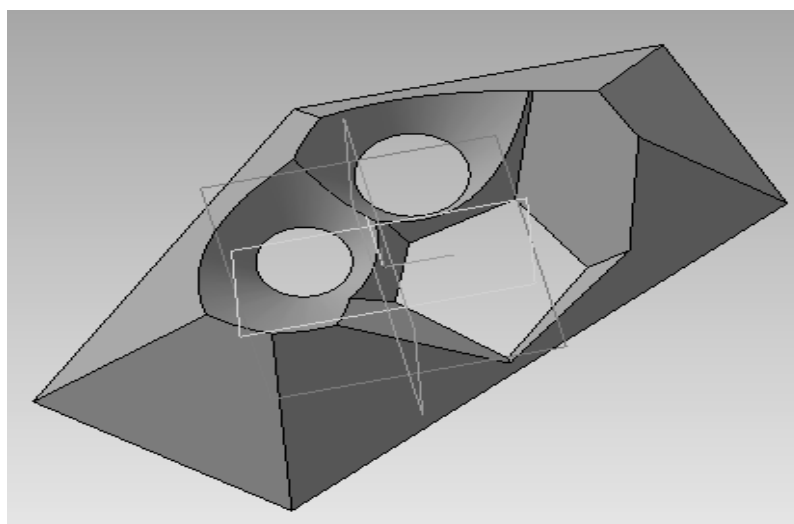


Рис. 1. Твёрдотельная модель ПЭКД в КОМПАСе

Для анализа использовали односвязный контур того же многоугольника, что и для первого случая, только без внутренних линий, т.е. рассмотрели внешний пятиугольник. Очевидно, что этот контур гораздо проще предыдущего, по крайней мере, в геометрическом смысле.

Однако не удалось на таком «простом» контуре построить твёрдотельную модель. Оказалось, что «выдавливание» поверхности заканчивается в тот момент, когда два соседних ребра пересекаются между собой. Насыпь в этом случае получается, но не предельная (рис. 2).

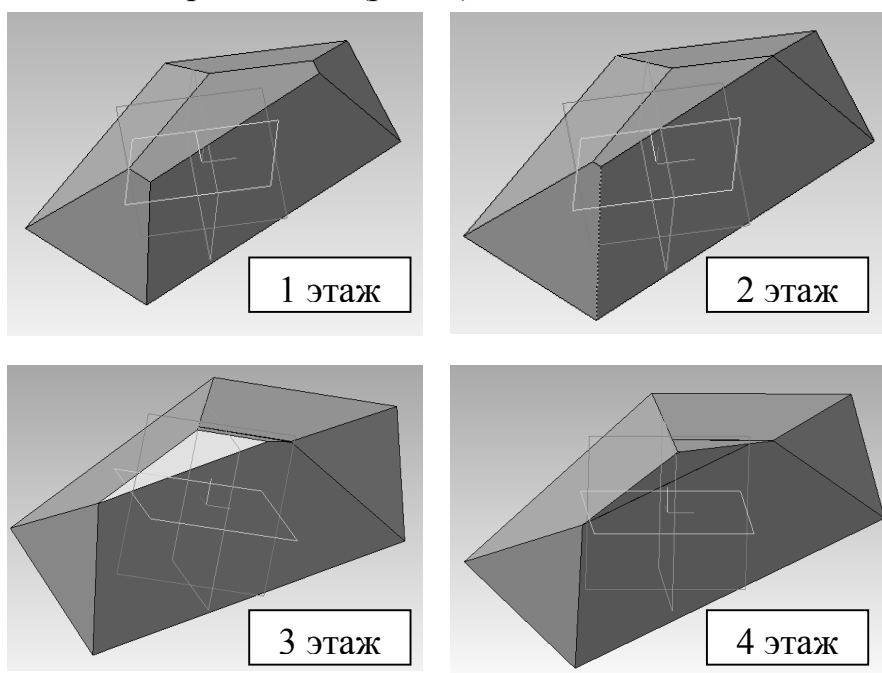


Рис. 2. Построение ПЭКД в 4 «этажа»

Тем не менее, был придуман способ устранения указанного ограничения. Предложено при достижении поверхностью предельной высоты закончить выдавливание. Затем на полученном верхнем основании (на первом «этаже») построить новый контур, полностью совпадающий с предыдущим. На этом контуре построить второй этаж, и так далее до полного построения «предельной насыпи» (рис. 2). В данном случае хватило четырех «этажей».

При проецировании ребер (гребней) такой поверхности, аналогичной ПЭКД, на плоскость контакта получаем изображение линий раздела течения металла, что представляет значительный практический интерес (рис. 3).

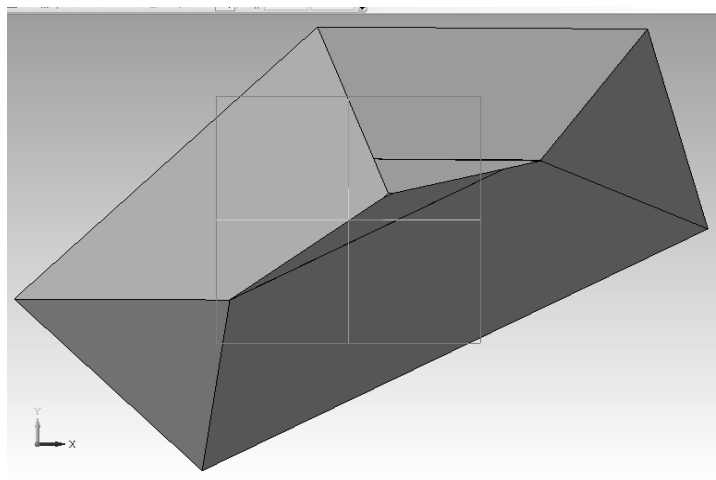


Рис. 3. Эквидистанта контура

К сожалению, когда вопрос касается построения поверхности одинакового ската, опирающейся на гладкую кривую, применение указанного способа сталкивается с непреодолимыми трудностями.

Причина в том, что практически невозможно повторить контур кривой на любом верхнем этаже, т.к. кривая Безье, очевидно, представляет собой сплайн-функцию, для которой существенное значение имеет расположение точек «перегиба», положение которых угадать заранее не представляется возможным.

Понятно, что с некоторой точностью, тем не менее, задачу решить можно, однако практически это крайне неэффективно, т.к. требует построения большого количества «этажей». При этом трудно предсказать «многоэтажность» такой поверхности.

В заключение следует отметить, что задача построения поверхностей одинакового ската имеет не только прикладное, но и чисто теоретическое значение, т.к. названные поверхности представляют собой весьма малоизученный класс поверхностей.

Что касается прикладного использования таких поверхностей, то оно вовсе не исчерпывается областью моделей процессов пластического формоизменения, рассмотренных здесь. К примеру, изучение свойств поверхностей одинакового ската полезно для решения широкого круга задач, связанных с устройством железнодорожных насыпей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соломонов К.Н., Свирин В.В. Графические способы решения некоторых задач обработки металлов давлением // Известия вузов. Черная металлургия. 2010, № 7, с. 35-36.
2. Соломонов К.Н., Свирин В.В. Анализ кинематических схем течения металла с помощью виртуального эксперимента // Технология легких сплавов. 2010, № 3, с. 58-64.
3. Ильюшин А.А., Ленский В.С. Сопротивление материалов. – М.: ФИЗМАТГИЗ, 1959. 372 с.
4. Соломонов К. Моделирование формообразования поковок: исследования, гипотезы, разработки. – Saarbrücken (Germany): LAMBERT Academic Publishing, 2011. 165 с.
5. Solomonov K.N. Application of CAD/CAM Systems for Computer Simulation of Metal Forming Processes // Materials Science Forum. – Switzerland: Trans Tech Publications, 2012. – V. 704-705, pp. 434-439.

МОДЕЛЬ ПОСТУПАТЕЛЬНЫХ ЛОКОМОЦИЙ ПРИ ОТСУТСТВИИ СИЛ ТРЕНИЯ

М.А.Марценюк, С.С.Сыпачев

*Пермский государственный научно исследовательский университет,
Кафедра Компьютерных систем и телекоммуникаций*

На сегодняшний день проведено множество исследований, связанных с моделированием механики локомоций биоподобных роботов. Тем не менее, большая часть работ связана с изучением объектов с заданной морфологией и существенными ограничениями конструкции, их технической стороны и способов практического применения.

Недостатком этих работ является отсутствие общего подхода к механике движения, который мог бы применяться к широкому классу задач. В нашей работы мы постарались отвлечься от изучения конкретного модели объекта и сделать упор на изучении механики поступательного движения. Для описания связи между деформацией тела и мерой смещения объекта в пространстве была использована калибровочная теория. Локомоторная связь получена на основе закона сохранения импульса в виде дифференциальной формы Пфаффа. Она была подвергнута проверке на экспериментальной модели самodeформирующегося тела. Для уменьшения помех, связанных с трением, исследуемое тело было взвешено на воздушной подушке. Поступательные локомоции реализованы за счёт управляемого изменения формы тела и присоединения массы имеющей нулевую скорость. С помощью скоростной фотографии определялись текущие координаты точек тела и затем идентифицировались калибровочные потенциалы локомоторной связи.

Целью настоящей работы является построение модели поступательных локомоций типа ходьбы и её экспериментальное подтверждение. В рамках этой модели удаётся связать пространственное смещение тела dx_i (здесь индекс i нумерует декартовы координат радиус-вектора) с изменением параметров его формы.

В силу закона сохранения импульса, поступательные смещения возможны только для незамкнутой системы. Поскольку величину трения при контакте с "землёй" сложно проконтролировать на опыте и описать в рамках простой теоретической модели, мы предположили, что тело может

обмениваться с окружением веществом, временно присоединяя к определенной своей точке некоторую массу (модель присоединенной массы). При этом предполагается, что масса присоединяется «адиабатически», т.е. имеет скорость практически равную нулю и само тело покоится в лабораторной системе отсчёта (ЛСО). Отметим, что по сути дела роль силы трения как раз и сводится к тому, что она дает возможность ходоку присоединить к себе («приклеить») массу тела, на которое он опирается, делая шаг.

Также следует оговорить, что здесь мы полностью игнорируем все инерционные эффекты. Другими словами предполагается, что изменения формы происходят медленно, без ускорения, т.е. рассматривается скорее ползание, чем ходьба или бег, где, так или иначе, могут проявляться инерционные эффекты. В этом смысле можно также сказать, используя термины калибровочной теории, что построенная в работе модель относится к тому же типу, что и теория адиабатической фазы Берри, а не, например, фазы Ааронова-Анандана. Учет инерционных эффектов предполагается провести в последующих работах.

Для экспериментальной проверки теории была создана действующая модель, совершающая поступательное движение за счет изменения своей формы и присоединения масс. Система была подвешена на воздушной подушке (во избежание влияния трения), локомоторный цикл управления задается программируемым микроконтроллером. Электронная схема управления и источник энергии находятся на движущихся платформах. Изменение массы происходит таким образом, что оно не влияет на положение системы в пространстве. А именно, движения присоединяемой или удаляемой массы происходит в направлении, перпендикулярном направлению движения модели. Величина массы выбиралась такой, что её влияние на возможное изменение трения было незначительным. Форма тела задавалась с помощью упругой связи, управляемой сервоприводом (см. ниже рис. 3). Положение частей объекта относительно лабораторной системы отсчета фиксировалось с помощью скоростной фотокамеры по меткам, размещенным на поверхности тела. Точность измерения координат была равна около 0,5 мм. Компьютерная обработка фотографий позволила идентифицировать происходящие изменения формы тела и его смещения в ЛСО.

Для идентификации параметров рассматриваемой модели использовался бесконтактный метод – съёмка на скоростную фотокамеру, со скоростью 10

кадров в секунду и выдержкой 2 мс. Размер кадра определялся таким образом, чтобы метки, размещённые на модели для идентификации координат, в течение всей съёмки не выходили за пределы кадра. Так как камера в течение эксперимента оставалась неподвижной, то ЛСО была привязана к самому кадру. Для определения координат на устройстве были размещены контрастные метки. Для обработки результатов была написана программа на языке C++ с использованием библиотеки компьютерного зрения с открытым кодом OpenCV. Программа позволяет определять положение центров окружностей и записывает результат в файл для дальнейшей обработки.

В работе построена теоретическая модель и проведены натурные эксперименты, показывающие возможность поступательного самодвижения системы связанных тел при отсутствии трения, осуществляемого за счёт изменения формы и присоединения массы. Присоединённая масса в этом случае выступает аналогом трения, которое используют ходящие и ползающие объекты. Так как масса берётся извне рассматриваемой системы, то она (система из связанных глисеров) не является замкнутой, поэтому законы сохранения не нарушаются. Наиболее последовательная интерпретация результатов эксперимента достигается в рамках понятий калибровочной модели, к числу которых относятся: понятие о калибровочных потенциалах, траектория в пространстве форм и расслоение пространства, связность и голономия (смещение тела при совершении полного цикла в пространстве форм). Также экспериментально показано, что смещение за период пропорционально площади траектории в пространстве форм.

Представляет интерес дальнейшее развитие теории и проведение экспериментов для учета большего числа внутренних степеней свободы, одновременного учета не только поступательного перемещения, но и поворота объекта. Также необходим последовательный учет инерционных эффектов, как в теоретических расчетах, так и в экспериментах. Наконец, необходимо научиться находить эффективно присоединенные массы при анализе локомоторного движения в реальных условиях хождения, ползания и т.п. естественных и искусственных объектов. Это позволит перевести теорию локомоторных перемещений на количественную основу.

ПОСТРОЕНИЕ УРАВНЕНИЯ КВАДРАТИЧНОЙ РЕГРЕССИИ В ПЛП-ПОИСКЕ

И.Н. Статников, Г.И. Фирсов

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН

Использование метода Планируемого ЛП-поиска (ПЛП-поиска) при анализе математических моделей ММ наряду со многими его свойствами [1] предусматривает возможность «свёртывания» получаемой численной информации путём построения аппроксимирующих регрессионных зависимостей разного вида [2-5]. В ПЛП-поиске основным конструктивным элементом для проведения вычислительных экспериментов (ВЭ) являются матрицы планируемых экспериментов (МПЭ), параметрами которых являются N_0 – общее число ВЭ, равное числу строк МПЭ; J – число варьируемых параметров $\alpha_j (j = \overline{1, J})$, равное числу столбцов МПЭ.

Рассмотрим уравнение квадратичной регрессии в ПЛП-поиске

$$\hat{y}(\bar{\Theta}, \bar{\alpha}) = \hat{\theta}_0 + \hat{\theta}_1 \alpha_1^2 + \dots + \hat{\theta}_m \alpha_m^2. \quad (1)$$

Здесь $\bar{\Theta}$ – вектор коэффициентов уравнения (1), а угольнички над буквами означают, что в уравнении реально стоят оценки величин коэффициентов $\hat{\theta}_j$, а не их истинные значения. Вывод формул оценок (2) уравнения (1) подробно описан в [1]:

$$\begin{aligned} \hat{\theta}_0 = & \frac{16(5J+4)M^4 - 120M^2 + 21}{MH[64M^4 + 40M^2(J-3) + (21-5J)]} \sum_{m=1}^{N_0} \Phi_m - \\ & - \frac{60M(4M^2-1)}{H[64M^4 + 40M^2(J-3) + (21-5J)]} \sum_{m=1}^{N_0} \Phi_m \sum_{p=1}^J \alpha_{mp}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \hat{\theta}_j = & \frac{720M^3}{H(64M^4 - 120M^2 + 21)} \sum_{m=1}^{N_0} \Phi_m \alpha_{mj}^2 - \frac{60M}{H[64M^4 + 40M^2(J-3) + (21-5J)]} \\ & \sum_{m=1}^{N_0} \Phi_m - \frac{3600M^3(8M^2-1)}{H(64M^4 - 120M^2 + 21)[64M^4 + 40M^2(J-3) + (21-5J)]} \sum_{m=1}^{N_0} \Phi_m \sum_{p=1}^J \alpha_{mp}^2, j \\ & = \overline{1, J}. \end{aligned}$$

Следует заметить, что для вывода аналитических зависимостей (2) методом наименьших квадратов (МНК) были использованы приближения при

вычислении ряда выражений. Например, для подсчёта сумм типа $\sum_{i=1}^{N_0} \prod_j^{J_m} \alpha_{ij}^{t_j}$ принято при $M_j = \text{const} = M$, что

$$\sum_{i=1}^{N_0} \prod_j^{J_m} \alpha_{ij}^{t_j} \approx N_0 E \left(\prod_j^{J_m} \alpha_{ij}^{t_j} \right). \quad (3)$$

Здесь: в (3) $E(\bullet)$ – математическое ожидание величины $\left(\prod_j^{J_m} \alpha_{ij}^{t_j} \right)$ в одной серии, t^j – показатель степени, в которую возводится параметр α_{ij} ($t^j = 1, 2, \dots$); в одной серии $i = \overline{1, M}$, а число серий равно $H = N_0 / M$. Как и обычно для метода Монте – Карло, среднеквадратичное отклонение ошибки $\sigma(\delta_j)$ между левой и правой частями равенства (3) обратно пропорционально $\sqrt{N_0}$. Заметим, что указанные свойства МПЭ сохраняются и при разноуровневом планировании, но скорость сходимости $\sigma(\delta_j)$ к минимальным значениям ниже, чем в случае $M_j = \text{const}$. Отметим также, что с ростом показателей степеней у t_j и количества сомножителей в их произведении теоретические значения $\sigma(\delta_j)$ растут. Отмеченное обстоятельство потребовало при вычислении коэффициентов $\hat{\theta}_j$ вносить поправки $\text{cor}(k)$, найденные эмпирически, путём их вычитания из рассчитанных значений $\hat{\theta}_j$ в (2) программным путём в зависимости от значений коэффициента вариации выборки z3:

$$\begin{aligned} & \text{if } z3(k) \geq 1, \\ & \text{cor}(k) = S7(k) * (\alpha^2 + \alpha + 2.7978), \\ & \text{else,} \\ & \text{cor}(k) = S7(k) * (\alpha^2 + \alpha + 2.8114), \\ & \text{end,} \end{aligned}$$

где: k – номер рассчитываемого критерия, $S7(k)$ – среднее значение выборки k -го критерия, а значения параметра α рассчитываются по формуле (1.15) из [1], роль которого состоит в минимизации или сведении к нулю количества одинаковых строк в МПЭ, если выполняются следующие неравенства: $2/M^{J-1} \leq \alpha \leq 10^{-J}$ при $M_j = \text{const}$ и $2/(M^*)^{J-1} \leq \alpha \leq 10^{-J}$ при $M_j = \text{var}$, где $M^* = J / \sum_{j=1}^J 1/M_j$ – среднее гармоническое количество уровней варьируемых параметров.

Возможности уравнения (1) в смысле достигаемой точности проверялись на тестовых линейных функциях $f_{т,k}(\bar{\alpha})$ без «шума» и с ним [2], где в качестве шума использовалась «добавка» равномерно распределённых по вероятности псевдослучайных чисел в интервале $(-\beta, \beta)$ с заранее вычисляемой дисперсией этих чисел $D = (2\beta)^2/12 = \beta^2/3$. Точность аппроксимации проверялась по сумме двух критериев: среднеквадратичному отклонению $s_1(\bar{\alpha})$ между функциями $f_t(\bar{\alpha})$ и $\hat{y}(\bar{\Theta}, \bar{\alpha})$ и среднему значению модуля отклонений между этими функциями $s_2(\bar{\alpha})$, т.е., сумма S равнялась $S = c_1 s_1(\bar{\alpha}) + c_2 s_2(\bar{\alpha})$, где c_1 и c_2 – веса значимости выбранных критериев точности. В предположении, что $c_1 + c_2 = 1$, и что эти критерии равноценны (сугубо индивидуальное допущение), формула принимает простой вид $S = 0.5(s_1(\bar{\alpha}) + s_2(\bar{\alpha}))$.

По поводу выбранных функций скажем лишь то, что в них подбирались различные сочетания коэффициентов (положительные и отрицательные, разнопорядковые), а в двух экспериментах выбранные коэффициенты обеспечили отрицательные значения средней величины выборки, что представило возможность уточнить алгоритм вычисления составляющих вектора $\bar{\Theta}$ в уравнении (1). Результаты расчётов подтверждают, что для большинства исследовавшихся функций критерии S_k достигают лучших значений при разноуровневом планировании, чем при $M_j = const$ при приблизительно одинаковых величинах σ . Этот факт объясняется неодинаковым (вероятностным) влиянием варьируемых параметров на величины S_k . Поэтому, при исследовании ММ с дальнейшим прицелом на построение регрессионных зависимостей, возможна существенная экономия ВЭ при следующей тактике: сначала с помощью ПЛП-поиска проводится небольшой вычислительный эксперимент (несколько сотен ВЭ), затем устанавливается и ранжируется степень вероятностного влияния на те или иные критерии точности, а после назначается вектор количеств уровней варьируемых параметров $\bar{M} = (M_1, \dots, M_J)$, что позволит при общем (суммарном) числе ВЭ, более меньшем, чем если бы проводить вычислительный эксперимент «вслепую», достигнуть желаемой точности аппроксимации.

Очень важна, сама по себе, и точность значений составляющих вектора $\bar{\Theta}$, особенно, при наличии на входах аппроксимируемой функции шумов. Для ответа на этот вопрос проводились следующие ВЭ. При построении МПЭ для

каждой функции к значениям варьируемых параметров α_j добавлялись шумы β_j , равномерно распределённые по вероятности в интервале $(-\beta_j, \beta_j)$ при условии, что $|\beta_j| \ll 1$, т.е. элементы строки $\alpha_{s,j}$ в МПЭ равнялись $\alpha_{s,j} = \alpha_j + \beta_j$. Далее, считали отношение *otn* среднеквадратичных отклонений матриц $\{\alpha_{ij}\}$ и $\{\beta_{ij}\}$: $otn = \sigma(\beta)/\sigma(\alpha)$. Резюмируя изложенный материал, полагаем что формулы квадратичной аппроксимации [1] результатов ВЭ, полученных на ММ, при соблюдении описанных рекомендаций обеспечивают наперёд заданную точность, если установлен сам факт квадратичной зависимости конструктивных параметров от предъявляемых критериев. Это позволяет во многих случаях перейти от сложных дифференциальных зависимостей к простым (например, алгебраическим) и использовать последние как предварительные при проектировании объекта, а иногда, и как окончательные.

1. *Статников И.Н., Андреев Е.В.* ПЛП-поиск – эвристический метод решения задач математического программирования. – М.: ИИЦ МГУДТ, 2006г. – 140 с.

2. *Статников И.Н., Фирсов Г.И.* Построение уравнения линейной регрессии в ПЛП-поиске // Необратимые процессы в природе и технике. Труды Седьмой Всероссийской конференции (Москва, 29-31 января 2013 г.). Часть II. - М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. - С.21-24.

3. *Статников И.Н., Фирсов Г.И.* Аппроксимация результатов вычислительного эксперимента и оценивание функций чувствительности критериев качества динамических систем // Необратимые процессы в природе и технике. Часть I. - М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. - С.143-146.

4. *Статников И.Н., Фирсов Г.И.* Вопросы обработки результатов вычислительного эксперимента с использованием метода ПЛП-поиска // Необратимые процессы в природе и технике. Часть I. - М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. - С.294-297.

5. *Статников И.Н., Фирсов Г.И.* Методика аппроксимации результатов вычислительного эксперимента в задачах исследования динамики механических систем // Необратимые процессы в природе и технике. - М.: МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2005. - С.201-203.

ПОСТРОЕНИЕ АЛГОРИТМА РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛАХ

Л.К. Мартинсон, О.Ю. Чигирёва

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Рассматривается общая постановка задачи о нахождении нестационарного температурного поля в многослойном цилиндре при наличии неидеального теплового контакта между слоями [1], когда поверхность раздела слоев обладает известным контактным термическим сопротивлением R . При этом учитывается зависимость от температуры теплофизических параметров задачи, а также мощности источников выделения (поглощения) теплоты.

Уравнение теплопроводности, описывающее такой процесс, имеет вид

$$\rho(u)c(u)\frac{\partial u}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda(u)\operatorname{grad}u) + f(u),$$

где $u = u(M, t)$ – искомое температурное поле, M – точка пространства, t – время; $f(u)$ – объемная мощность тепловых источников; $\rho(u)$, $c(u)$ и $\lambda(u)$ – плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материалов слоев цилиндра.

Задача рассматривается при условии осевой симметрии, т.е. когда $u(M, t) = u(r, z, t)$ в цилиндрической системе координат.

На поверхности цилиндра задаются нелинейные граничные условия 2-го и (или) 3-го рода. Физически эти условия означают задание плотности теплового потока (вообще говоря, зависящего от координаты и времени) на поверхности цилиндра и режима конвективного теплообмена между поверхностью цилиндра и окружающей средой температуры U_c , характеризующегося коэффициентом теплообмена α (в общем случае α зависит от координаты). Кроме того, могут быть заданы граничные условия, обусловленные тепловым излучением с поверхности [1].

В начальный момент времени $t=0$ распределение температуры в цилиндре равномерное, соответствующее температуре окружающей среды.

Алгоритм решения задачи строится на основе методики, изложенной в работах [2–4]. Метод основан на дискретизации задачи по временной

переменной. На k -м временном шаге распределения температуры в каждом слое цилиндра ищутся в форме разложений в двойные тригонометрические ряды Фурье, коэффициенты которых определяются из решений бесконечных систем линейных алгебраических уравнений методом редукции [5]. Для практической оценки точности метода используется правило Рунге [6].

Приведены результаты реализации алгоритма для некоторых задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мартинсон Л.К., Малов Ю.И. Дифференциальные уравнения математической физики. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2002. – 368 с.
2. Малов Ю.И., Мартинсон Л.К. Приближенные методы решения краевых задач. – М.: Изд-во МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1989. – 26 с.
3. Мартинсон Л.К., Чигирёва О.Ю. Расчет критической толщины защитной оболочки цилиндрического электронагревательного элемента // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2014. – №4. – С. 64–75.
4. Чигирёва О.Ю. Математическое моделирование процесса разогрева двухслойного цилиндра движущимся кольцевым источником теплоты // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2011. – №2. – С. 98–106.
5. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. – М.: Физматгиз, 1962. – 708 с.
6. Амосов А.А., Дубинский Ю.А., Копченкова Н.В. Вычислительные методы для инженеров. – М.: Высшая школа, 1994. – 544 с.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ В СИЛЬНОИОНИЗИРОВАННОЙ ИОНО- МАГНИТОСФЕРЕ

О.В. Шестакова

*Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)*

Расширение масштабов задач, решаемых обеспечивающими космическими системами, а также перспективные планы широкомасштабного использования космоса требуют совершенствования методов и алгоритмов, используемых для обработки траекторных измерений с целью повышения их достоверности и точности определения траекторных параметров движения цели.

В ряде существующих работ показано, что на точность оценки параметров движения целей, полет которых проходит с характеристиками, близкими к баллистическому движению, определяемых с помощью обработки измерений специальных РЛС, в основном влияют погрешности измерений специальных РЛС; погрешности временной привязки единичных измерений специальных РЛС к шкале единого времени, принятой в месте сбора и обработки информации; погрешности операторов преобразования (отображения) параметров измерений специальных РЛС в различные системы координат, используемые при обработке информации; погрешности, вызываемые отклонениями (вариациями) параметров атмосферы и ионосферы от стандартной (ГОСТ 4401-81, ГОСТ 26351-84 и ГОСТ 25645.140-86 - ГОСТ 25645.142-86 соответственно).

Вариации параметров атмосферы и ионосферы вносят существенные методические погрешности в решение задачи оценки параметров движения цели. Рефракция радиоволн обуславливает ошибки при определении угловых координат объектов радиолокационных целей, дисперсия и затухание радиоволн приводит к ошибке в определении дальности обнаружения цели из-за отличия скорости распространения радиоволн от скорости света и диссипации волны, интерференция радиоволн существенно влияет на амплитудную и поляризационную диаграммы направленности антенны и её параметры, поэтому должны учитываться при проектировании.

Следовательно, для корректного решения задачи оценки параметров движения целей на основе динамической модели движения необходимо использовать реальные параметры атмосферы и ионосферы, а не стандартные, предусмотренные ГОСТ 4401-81, 26351-84, ГОСТ 25645.140-86 - ГОСТ 25645.142-86.

Логическая стройность и достоверность вероятностного метода исследования на основе решения кинетического уравнения для функции распределения газовых молекул по скоростям определило его перспективность для моделирования взаимодействия радиоволн систем электронной техники в анизотропной сильноионизированной ионо-магнитосфере основанного на переходе от микропараметров сталкивающихся частиц ионо-магнитосферы к её макропараметрам с целью расчета их влияния на характеристики различных систем электронной техники.

Проблема повышения точности оценок параметров траектории движения цели жестко связана с проблемой и исследованием модели явлений переноса заряженных частиц в поле радиолокационного сигнала.

Исследование основной проблемы неразрывно связано с решением следующих задач:

1. Анализом особенностей вариаций параметров ионо-магнитосферы, вносящих существенные методические погрешности в решение проблемы оценки параметров движения и построение асимптотического расчета влияния явлений переноса на модель взаимодействия радиоволны с сильноионизированной средой .

2. Расчет на основе построенного асимптотического разложения решения для функции распределения частиц сильноионизированной ионо-магнитосферы по скоростям антиэрмитовой части тензора диэлектрической проницаемости.

3. Расчета в рамках вероятностного метода с учетом тепловых и ларморовских флуктуаций коэффициентов преломления и ослабления, выраженных через обобщенный интеграл Чепмена-Каулинга. Анализ квазипродольных спектров ЭМВ (электромагнитной волны) обладающих наибольшей энергией и ответственных за область быстроменяющихся ошибок радиолокационных измерений.

4. Исходя из принципа аддитивности погрешностей обоснование алгоритма расчета и расчет влияния ионо-магнитосферы на

медленноменяющуюся составляющую погрешностей определения угловых координат и дальности радиолокационной цели .

Обоснование алгоритма расчета влияния профилей концентрации электронов и напряженностей индукции магнитного поля Земли на поворот плоскости поляризации линейно-поляризованной радиоволны и на дальность обнаружения радиолокационной цели .

1. Анализ дисперсионного уравнения ЭМВ, являющегося одним из основных элементов модели влияния ионо-магнитосферы на характеристики систем электронной военной техники, полученного в рамках линейного приближения показал, что низкочастотная часть радиолокационного сигнала содержит до пяти ветвей и существенно зависит от анизотропных свойств среды и динамики движения как электронной, так и ионной компонент. Квазипродольные спектры ЭМВ ионо-магнитосферы обладают наибольшей энергией и ответственны за область быстроменяющихся ошибок радиолокационных измерений. Высокочастотная часть спектра сигнала обладает конечной анизотропией, проявляющейся в большей мере при возмущенной ионо-магнитосфере и существенно влияет на эффекты взаимодействия со средой.

2. Расчет ошибки измерения угловых координат и дальности до цели для кубического профиля концентрации показал в рамках модели влияния ионо-магнитосферы, что наряду с профилем электронной концентрации конечный вклад в быстроменяющиеся составляющие ошибки радиолокационных измерений вносит профиль напряженности индукции магнитного поля Земли.

Использование вероятностного метода для расчета потери мощности радиоволны позволило обосновать общее безразмерное трансцендентное уравнение для определения дальности обнаружения радиолокационной цели с учетом тонкой структуры выражения для частоты столкновения.

Решение искомого уравнения выявило значительное уменьшение дальности обнаружения из-за присутствия в ионо-магнитосфере слоя Чепмена.

ГИБРИДНЫЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ АНОМАЛИЙ ФАЗОВОГО СОСТАВА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ КОНТУРЕ

В.Д. Сулимов, П.М. Шкапов
МГТУ им. Н.Э. Баумана

Обеспечение безопасной длительной эксплуатации реакторных установок относится к числу важных проблем современной ядерной энергетики. Значительное внимание при этом уделяется контролю фазового состава теплоносителя в циркуляционных контурах реакторов под давлением. Стандартное оборудование реакторных установок обеспечивает регистрацию сигналов, вызванных флюктуациями давления теплоносителя. Входными данными для идентификации аномалий фазового состава газожидкостной смеси являются результаты косвенных измерений некоторых следственных характеристик исследуемого процесса; искомыми являются причинные характеристики, к которым относятся коэффициенты уравнений расчетной динамической модели, граничные условия, геометрические и другие характеристики. Рассматриваются методы решения задач вычислительной диагностики для моделей двухфазного потока теплоносителя в циркуляционном контуре реакторной установки. Разработаны математические модели акустических колебаний в двухфазном потоке [1]. Обратная спектральная задача формулируется с использованием вектора относительных скоростей звука в теплоносителе для выделенных зон контура. Значения переменных управления, минимизирующие функцию рассогласования, определяют текущий фазовый состав теплоносителя. Возможная недифференцируемость, а также многоэкстремальность критериальных функций обусловлены появлением кратных собственных частот и неполнотой экспериментальных данных. Подход основан на применении алгоритмов глобальной оптимизации и специальных регуляризирующих методов.

Реализация процедуры диагностирования связана с определением вектора переменных управления, доставляющего минимум функции рассогласования:

требуется найти $\min_{x \in X \subset R^n} f(x)$, где $f(x) = \sum_{j=1}^N \alpha_j (\zeta_j(x) - \zeta_j^*)^2$; x, X – вектор

переменных управления и область допустимых значений соответственно; α –

вектор весовых коэффициентов; N – число учитываемых собственных значений; $\zeta_j(x), \zeta_j^*$ – собственные значения, соответствующие расчетным и измеренным частотам свободных колебаний теплоносителя в контуре; j – номер тона колебаний; $X = \{x_i \mid x_i^L \leq x_i \leq x_i^U; i = \overline{1, n}\}$; здесь x_i^L, x_i^U – нижняя и верхняя границы i -й переменной соответственно. Для решения задачи применен новый гибридный алгоритм глобальной оптимизации, в котором исследование области проводится стохастическим методом М-РСА [2], а при локальном поиске используется градиентная информация для сглаживающих аппроксимаций критериальной функции [3]. Ниже представлен фрагмент псевдокода результирующего алгоритма М-PCALMS.

```

0. Generate an initial solution Old_Config
   Best_Fitness = Fitness (Old_Config)
   Update Blackboard
1. For  $n = 0$  to # of particles
   For  $n = 0$  to # of iterations
       Update Blackboard
       Perturbation ( )
       If Fitness (New_Config) > Fitness (Old_Config)
           If Fitness (New_Config) > Best_Fitness
               Best_Fitness := Fitness (New_Config)
           .
       .
   End If
   End For
End For
2. Exploration ( )
   For  $n = 0$  to # iterations
       Small Perturbation ( )
       Local search using smoothing approximation
       .
       .
       .

```

```

        End If
    End For
Return
3. Scattering ( )
     $p_{scatt} = 1 - (\text{Fitness}(\text{New\_Config})) / (\text{Best\_Fitness})$ 
    If  $p_{scatt} > \text{random}(0, 1)$ 
         $\text{Old\_Config} := \text{random solution}$ 
    Else
        Exploration ( )
    End If
Return

```

В состав алгоритма M-PCALMS включены также стандартные процедуры Perturbation() и Small_Perturbation() [2]. Второй представленный здесь гибридный алгоритм M-PCAPAL интегрирует стохастический алгоритм M-PCA и современную версию детерминированного проксимального метода, используемого при локальном поиске [4].

Таблица – Нормальный и аномальный спектры частот колебаний теплоносителя

j	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\omega_j, \text{Гц}$	0.89	6.77	9.82	15.44	15.96	18.94	24.56	26.69	27.07	30.52
$\omega_j^*, \text{Гц}$	0.82	6.76	9.37	15.20	15.77	18.83	21.15	26.63	26.91	29.42

Пример. Рассматривается модельная задача вычислительной диагностики фазового состава теплоносителя в главном циркуляционном контуре реакторной установки [1]. Переменными управления являются относительные значения скорости звука x_i в теплоносителе на участках, соответствующих: зоне нагрева теплоносителя в напорном баке системы компенсации объема СКО (x_1); выходному объему реактора (x_2); активной зоне реактора (x_3); проточной части главного циркуляционного насоса циркуляционной петли с

СКО (x_4). При отсутствии в теплоносителе второй фазы нормальный спектр ω_j определяется максимальными значениями скорости звука на выделенных участках.

Аномальный спектр ω_j^* здесь получен при наличии двухфазной смеси как в выходном объеме, так и в активной зоне реактора, при этом: $x_1^* = 77.0\%$; $x_2^* = 88.5\%$; $x_3^* = 82.25\%$; $x_4^* = 92.25\%$. Сходимость решения иллюстрируют рисунки 1, 2 (Niter – число итераций).

Рис. 1. Изменение значений переменных управления X_i на завершающих итерациях алгоритма

После определения области, содержащей глобальный минимум, завершающие итерации проводятся с использованием градиентной информации для сглаживающих аппроксимаций критериальной функции.

Рис. 2. Уточнение значений критериальной функции $f(x)$ и нормы вектора улучшающего направления $Nr(p)$ на завершающих итерациях алгоритма

Получено приближенное решение задачи: $x_1^* \approx 77.03\%$; $x_2^* \approx 89.17\%$; $x_3^* \approx 81.09\%$; $x_4^* \approx 91.95\%$. Относительная погрешность определения значений переменных управления не превышает 2,5% при точности настройки спектра частот порядка 0.01 Гц.

Выводы. Представлены численные методы идентификации аномалий фазового состава теплоносителя в циркуляционном контуре реакторной установки по результатам косвенных измерений. Подход основан на формулировке обратной спектральной задачи и последующем ее решении с применением новых гибридных алгоритмов глобальной минимизации. Модельные расчеты показали возможность реализации вычислительной диагностики фазового состава теплоносителя с достаточной для приложений точностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант Президента РФ по поддержке научных исследований ведущих научных школ РФ, код НШ-4058.2014.8).

Литература

1. Kinelev V.G., Shkapov P.M., Sulimov V.D. Application of global optimization to VVER-1000 reactor diagnostics // Progress in Nuclear Energy. – 2003. – Vol. 43, No. 1-4. – P. 51-56.
2. Luz E.F.P., Becceneri J.C., de Campos Velho H.F.. A new multi-particle collision algorithm for optimization in a high performance environment // Journal of Computational Interdisciplinary Sciences. – 2008. – Vol. 1. – P. 3-10.
3. Sulimov V.D., Shkapov P.M. Application of hybrid algorithms to computational diagnostic problems for hydromechanical systems // Journal of Mechanical Engineering and Automation. – 2012. – Vol. 2, No. 12. – P. 734-741.
4. Bolte J., Sabach S., Teboulle M. Proximal alternating linearized minimization for nonconvex and nonsmooth problems // Mathematical Programming. Ser. A. – 2014. – Vol. 146, No. 3. – P. 459-494.

МОДЕЛЬ ДВУСВЯЗНОЙ ПЛАСТИНКИ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ ИЗ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОГО НЕЛИНЕЙНО-ДЕФОРМИРУЕМОГО МАТЕРИАЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ

В.Г.Фомин

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

Определение поля температур является первым этапом решения задачи термоупругости. Рассматривается плоская задача теплопроводности для двухсвязной области. Внутренний контур представляет собой окружность радиуса a_1 , внешний – квадрат со стороной $2a_2$ (рис.1). Пластика имеет переменную толщину $h=h(x, y)$, симметричную относительно срединной плоскости. На внутреннем контуре поддерживается постоянная температура T_1 , на внешнем – реализованы смешанные граничные условия: на двух противоположных сторонах квадратного контура задана постоянная температура T_2 , а на двух других – выполнены условия теплоизоляции

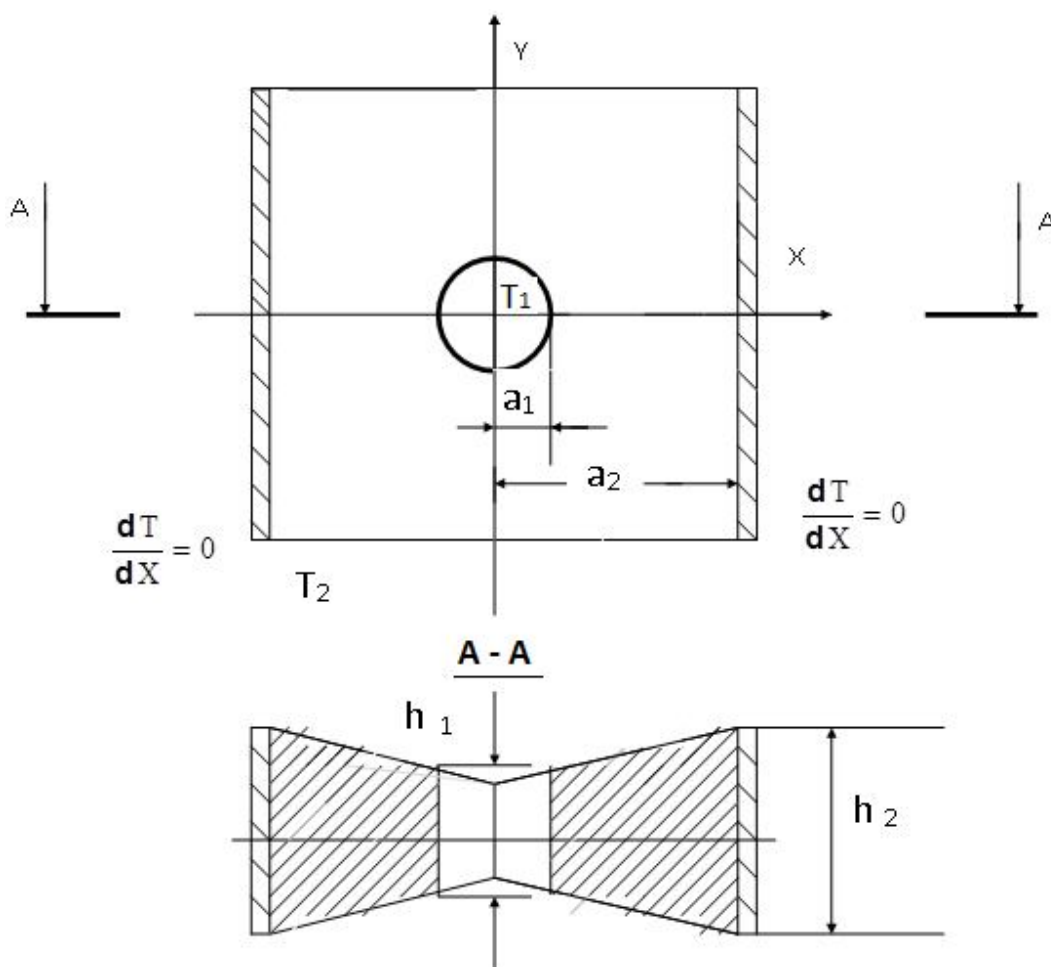


Рис. 1.

$$\frac{dT}{dn} = 0$$

где $\mathbf{n}$ – нормаль к боковой поверхности.

Через основания пластинки происходит теплообмен с внешней средой. Температура окружающей среды – T_0 . H – коэффициент теплообмена. Предполагается, что температура постоянна по толщине, и теплофизические свойства нелинейно-деформируемого материала зависят от температуры.

Исходя из перечисленных условий, уравнение теплопроводности в прямоугольной системе координат будет иметь вид [1,2]

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[h \lambda \frac{\partial T}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[h \lambda \frac{\partial T}{\partial Y} \right] - 2H(T - T_0) \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial h}{\partial X} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial h}{\partial Y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 0 \quad (1)$$

здесь коэффициент теплопроводности $\lambda = \lambda(T) = \lambda_0(1 + \varepsilon T)$;

λ_0 – коэффициент теплопроводности при $T=0^\circ\text{C}$ (273 K);

ε – температурный коэффициент.

Интегрирование уравнения (1) эквивалентно нахождению минимума функционала [3].

$$J = \frac{1}{2} \iint_{S_{cp.}} h \left\{ \lambda \left[\left(\frac{\partial T}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)^2 \right] \right\} dX dY + \frac{1}{2} \iint_{S_{ocн.}} 2H(T - T_0)^2 dX dY \quad (2),$$

где $S_{cp.}$ и $S_{ocн.}$ – площади срединной плоскости и поверхности основания соответственно.

Для решения нелинейного уравнения (1), а, следовательно, и функционала (2) использовался метод последовательных приближений, который был рассмотрен в работе [2]. На первом этапе итерационного подхода задача решалась в линейной постановке / $\varepsilon=0$ / , далее с учетом температурного коэффициента ε . Когда расхождение между двумя приближениями не превышало заранее заданной величины процента погрешности (в расчетах эта величина принималась равной 1%) итерационный процесс заканчивался. Для достижения такой точности было достаточно четырех итераций.

Для нахождения минимума функционала (2) срединная плоскость пластинки разбивалась на треугольные элементы, причем, чем ближе к

контурам, тем мельче брались элементы. В пределах каждого элемента функция температур аппроксимировалась линейным сплайном

$$T = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \quad (3)$$

Решение нелинейной задачи термоупругости рассматривалось с позиции теории малых упруго-пластических деформаций [4]. Связь между напряжениями и деформациями для случая плоского напряженного состояния задается в виде

$$\sigma_x - \sigma_0 = \frac{2\sigma_i}{3\varepsilon_i}(\varepsilon_x - \varepsilon_0), \quad \sigma_y - \sigma_0 = \frac{2\sigma_i}{3\varepsilon_i}(\varepsilon_y - \varepsilon_0), \quad \tau_{xy} = \frac{\sigma_i}{3\varepsilon_i}\gamma_{xy}, \quad (4)$$

здесь σ_0, ε_0 – средние напряжение и деформация.

$$\sigma_0 = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y), \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{3}(\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z), \quad \varepsilon_0 = \frac{1-2\mu}{E}\sigma_0 + \alpha T \quad (5)$$

где μ – коэффициент Пуассона, E – модуль Юнга, α – коэффициент линейного расширения.

Связь между интенсивностями напряжений σ_i и деформаций ε_i задается в виде

$$\sigma_i = \sum_k A_k(T) \varepsilon_i^k,$$

где $A_1(T) = A_1$; $A_k(T) = A_{k0} + A_{k1}T + A_{k2}T^2$, $k \neq 1$.

Данная формула описывает диаграммы деформирования материала для различных температур.

С помощью метода переменных параметров упругости исходная нелинейная задача термоупругости сводится к последовательной серии линейных задач с переменными модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона μ .

Для решения линейной задачи в каждом приближении использовался метод конечных элементов, где минимизировался функционал потенциальной энергии деформации [3]

$$U = \sum_{t=1}^N U^{(t)},$$

где N – число элементов.

Вид функционала для каждого элемента следующий :

$$U^{(t)} = \frac{1}{2} h_t \iint_{Scp.} \left[\frac{E}{1-\mu^2} \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \mu \frac{\partial V}{\partial Y} - (1+\mu) \alpha T \right) \left(\frac{\partial U}{\partial X} - \alpha T \right) + \right. \\ \left. + \frac{E}{1-\mu^2} \left(\frac{\partial V}{\partial Y} + \mu \frac{\partial U}{\partial X} - (1+\mu) \alpha T \right) \left(\frac{\partial V}{\partial Y} - \alpha T \right) + \frac{E}{2(1+\mu)} \left(\frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 \right] dX dY$$

h_t – средняя толщина t -ого элемента,

$$\alpha = \alpha(T) = \alpha_0 (1 + \gamma T) , \quad E = E(T) = E_0 (1 - \beta T^2) ,$$

где α_0 , E_0 – коэффициент линейного расширения и модуль Юнга, соответствующие температуре 0°C (273 K), γ , β – постоянные коэффициенты.

Итерационный процесс (по методу переменных параметров упругости) заканчивался, когда максимальное расхождение между двумя последующими приближениями не превышало одного процента.

В качестве примера была рассмотрена пластинка из материала 1X18H9T с характеристиками из [2].

Тепловые условия

$$T_1 = 50^\circ \text{C} / 323 \text{ K} , \quad T_2 = 150^\circ \text{C} / 423 \text{ K} , \quad T_0 = 0^\circ \text{C} / 273 \text{ K} .$$

Толщина пластинки менялась по закону:

$$h = h(x, y) = K_1 (1 - K_2 \sqrt{x^2 + y^2}) (1 + K_3 \cos(4 \arctg \frac{y}{x})) ,$$

$$K_1 = \frac{h_2 a_1 - h_1 a_2}{(a_1 - a_2)(1 + K_3)} , \quad K_2 = \frac{h_2 - h_1}{h_2 a_1 - h_1 a_2}$$

h_1 , h_2 – толщины на внутреннем и внешнем контурах на оси x .

Геометрическая зависимость между контурами определялась соотношением

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{2}{9} .$$

Рассматривались три варианта соотношения параметров толщины пластинки.

Первый вариант:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{1}{2} , \quad K_3 = 0.2 , \quad \frac{h_2}{a_2} = \frac{1.2}{9} .$$

Второй вариант – пластинка постоянной толщины:

$$h_1 = h_2, K_3 = 0, \frac{h_2}{a_2} = \frac{1}{9}.$$

Третий вариант:

$$\frac{h_1}{h_2} = 2, K_3 = 0.2, \frac{h_2}{a_2} = \frac{1.2}{18}.$$

Максимальное расхождение в температурных значениях между 1-м и 2-м вариантами соотношения толщины пластинки составляет 5 % и наблюдается на оси У. Наибольшее отличие между 2-м и 3-м вариантами соотношения толщины пластинки достигает 29 % вблизи теплоизолированного участка.

Наибольшее расхождение напряжений σ_x вдоль оси У между 1-м и 2-м вариантами соотношения толщины пластинки составляет 25% на внешнем контуре, между 2-м и 3-м вариантами соотношения толщины пластинки различие достигает 52 % на внутреннем контуре.

ЛИТЕРАТУРА

- 1.Лыков А.В. Теория теплопроводности.- М.:Высшая школа, 1967.-600с.
- 2.Фомин В.Г. Определение термонапряженного состояния в двухсвязной пластинке переменной толщины при наличии теплообмена через основания / Саратов.гос.техн.ун-т. - Саратов, 1993.-13с. - Деп. в ВИНТИ 06.05.93, N 1221-B93.
- 3.Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике / Пер. с англ.- М.: Мир, 1975.-542с.
- 4.Малинин Н.Н. Прикладная теория пластичности и ползучести.- М.: Машиностроение, 1975.-400с.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ОБУСЛОВЛЕННОСТЬ ЗАДАЧИ БАЛАНСИРОВКИ ЖЕСТКОГО РОТОРА

Г.Г.Денисов, А.Ф. Ляхов

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Национальный исследовательский университет*

В работе показано, что теоретическая задача определения дисбалансов жёсткого ротора является плохо обусловленной задачей. Формулируется задача об оптимальном выборе угловых скоростей вращения ротора для экспериментального определения его дисбалансов.

Балансировка высокоскоростных жёстких роторов сложная техническая задача. Причиной возникновения дисбаланса ротора служат: смещения центра масс, смещения осей инерции, не идеальность закрепления ротора.

На практике балансировка ротора осуществляется последовательной, многократной экспериментальной подборкой балансировочных масс и их расположения. Учитывая высокие скорости вращения роторов и большие требования к точности, процесс балансировки оказывается затратным по трудоёмкости и по времени.

В настоящее время разработаны теоретические методы определения балансировочных масс жесткого ротора [1].

Одна из методика определения балансировочных масс ротора состоит из следующих этапов.

1. Необходимо записать уравнения стационарного движения ротора с учетом дисбаланса масс элементов и отклонения осей инерции в обобщённых координатах во вращающейся системе координат. Из уравнения равновесия в этой системе координат получается уравнение для определения координаты масс дисбаланса.

2. Устанавливается связь измеряемых перемещений ротора при его вращении и координат дисбаланса

3. Проведя несколько измерений смещений ротора при различных скоростях вращения, можно получить систему уравнений для нахождения дисбалансов.

4. Решением этой системы являются массы дисбалансов и координаты их расположения.

5. Балансировка ротора состоит в том, что балансировочные массы добавляются к ротору в местах противоположных найденным координатам.

Рассмотрим жёсткий ротор цилиндрической формы, вращающийся в упругих подшипниках с угловой скоростью относительно оси, близкой к вертикальной оси ротора (рис.1).

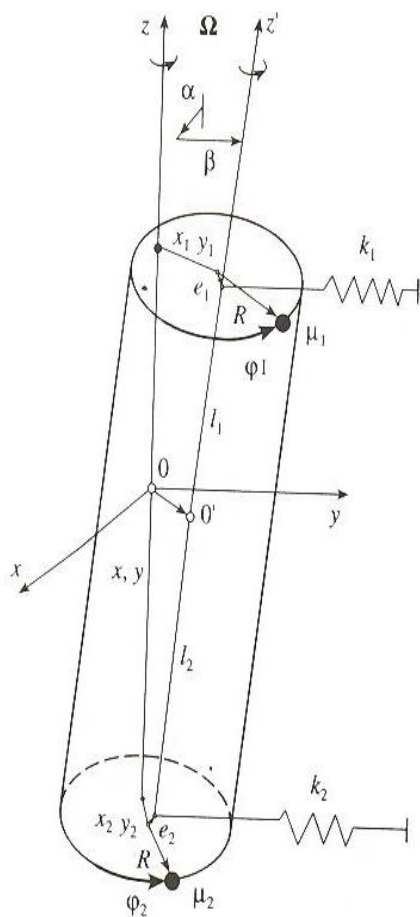


Рис.1

Обозначения основных характеристик ротора и геометрических размеров, показанных на рис. 1. k_1, k_2 – жёсткость верхнего и нижнего упругих подшипников, m – масса ротора, A – поперечный, C – осевой момент инерции ротора. Крепление ротора на торцах осуществляется с эксцентриситетами e_1, e_2 . O' – центр масс ротора, l_1, l_2 – расстояния от центра масс ротора до его торцов. Радиус ротора R . Предполагается, что массы дисбаланса расположены на торцах ротора μ_1, μ_2 . Расположение масс дисбаланса на окружностях балансировки задаются углами φ_1, φ_2 .

Ротор рассматривается в систем координат $0xyz$, которая вращается с угловой скоростью Ω вокруг оси $0z$. В этой системе координат ротор не

вращается. Равновесное положение ротора определяется четырьмя обобщёнными координатами (x, y, α, β) . Эти координаты учитывают поступательные и угловые степени свободы ротора как твёрдого тела и находятся по данным измерения его радиальных биений. Измерения осуществляются на торцах ротора.

Равновесие в подвижной системе координат определяется потенциальной энергией пружин и центробежной энергией ротора.

Записав уравнения стационарного вращения ротора в неинерциальной (вращающейся) системе отсчёта, можно поставить как прямую, так и обратную задачу стационарного движения ротора.

Прямая задача состоит в определении параметров движения ротора при заданных массах дисбаланса и заданных эксцентриситетах закрепления ротора.

Обратная задача состоит в определении масс дисбалансов их размещения при известном движении ротора.

Система четырёх уравнений равновесия будет содержать восемь неизвестных $\mu_{ix}, \mu_{iy}, e_{ix}, e_{iy} \quad i=1,2$.

Для того чтобы получить необходимое число уравнений рассмотрим эту систему при двух различных частотах вращения ротора Ω_1, Ω_2

В силу радиальной симметрии ротора, уравнения ротора в проекциях на оси $0x, 0y$ расщепляются на идентичные уравнения и могут исследоваться независимо.

Систему, определяющую дисбалансы ротора при двух частотах вращения запишем в матричном виде

$$A\bar{\mu} = B\bar{x}$$

$\bar{\mu} = (\mu_{1x}, \mu_{2x}, \mu_{3x}, \mu_{4x})^T$ – вектор дисбалансов, $\bar{x} = (x_1^{(1)}, x_2^{(1)}, x_1^{(2)}, x_2^{(2)})^T$ – вектор измеряемых смещений.

Погрешность вектора дисбалансов будет определяться по формуле

$$\frac{\|\Delta\mu\|}{\|\mu\|} \leq \text{cond}(A) \frac{\|B\Delta\bar{x}\|}{\|B\bar{x}\|}$$

Численный эксперимент показал, что погрешность определения дисбалансов ротора связана с погрешностью измерений его возмущений через число обусловленности матрицы перехода.

При частотах вращения ротора близких к резонансным число обусловленности велико $cond(A) \approx 10^3$. Следовательно погрешности определения дисбалансов не позволяют осуществить качественную балансировку ротора.

Может быть сформулирована проблема оптимального выбора частот, на которых необходимо производить балансировку Ω_1, Ω_2 .

Если частоты, на которых, производится измерения смещений ротора, далеки от резонансных частот ротора, то смещения $\bar{x}$ малы и относительная погрешность измерений велика $\frac{\|\Delta \bar{x}\|}{\|\bar{x}\|}$. Следовательно, погрешности определения дисбалансов также велики. Если частоты измерения смещений берутся вблизи резонансных частот, то относительная погрешность малы, но при этом число обусловленности велико и погрешности определения дисбалансов вновь велики.

Может быть предложена следующая методика балансировки ротора. За одну раскрутку ротора последовательно измеряются смещения ротора, и находится соответствующие относительные погрешности измерения. Затем численно определяются частоты вращения ротора при которых имеет место $\min \left(cond(A(\Omega)) \frac{\|B \Delta \bar{x}\|}{\|B \bar{x}\|} \right)$. Эти частоты используются в дальнейшем при определении дисбалансов ротора.

Литература

1. Воронков В.С., Денисов Г.Г. Методика балансировки жесткого ротора в двух радиальных упругих подшипниках // М.Проблемы машиностроения и надежности машин №4, 2006г.с.32-39.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОМЕХ НА ПРИЁМ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКОЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОБРАЩЕНИЯ РАЗРЕЖЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ

А.А. Гилязова, О.С. Литвинов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова

Введение. Проведение детализированной оценки и моделирования воздействия помех на диаграмму направленности (ДН) адаптивной антенной решётки (ААР) представляет практический интерес, поскольку такое воздействие оказывает негативное влияние на качество приёма полезного сигнала и имеет важное значение при выборе адаптивного алгоритма пространственной обработки сигналов. Подобная оценка ранее проводилась для разных алгоритмов (см., например, [1—3]). В данной работе рассматривается метод обращения разреженной корреляционной матрицы [2].

Метод расчёта. Рассмотрим N -элементную линейную эквидистантную фазированную антенную решётку, на которую одновременно с различных направлений действуют I источников помеховых сигналов. Число степеней свободы такой решётки равно $N-1$, что, с учётом наличия одного полезного сигнала, даёт максимальное число помех $I_{\max} = N-2$, которые можно подавить с помощью алгоритма адаптации. Углы направления прихода сигналов будем измерять относительно оси главного лепестка (0^0), совпадающей с направлением прихода полезного сигнала.

Адаптивная диаграмма направленности этой решетки имеет вид:

$$G(\theta) = (\mathbf{w}^T \mathbf{s}),$$

где $\mathbf{w} = \mu \mathbf{M}^{-1} \mathbf{v}^*$ – вектор весовых коэффициентов; $\mu=1$ – коэффициент, определяющий масштаб весового вектора $\mathbf{w}$; $s_k = \exp[iu(2k - N - 1)]$ – компоненты вектора $\mathbf{s}$; $u = \left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \sin(\theta)$; θ – угловая характеристика, град; d – расстояние между элементами решетки, мм; λ – рабочая длина волны, мм; $\mathbf{v}$ – вектор настройки адаптивной антенны, зависящий от выбора целевой функции; в частности, для критерия минимума среднеквадратического отклонения он представляет собой вектор, составленный из корреляционных произведений полезного сигнала на входах адаптивных каналов с пилот-сигналом.

В данной работе при расчётах использовался критерий максимума отношения сигнал-шум и предполагалось, что все компоненты $\mathbf{v}$ равны единице. Кроме того, считалось, что межэлементное расстояние ААР равно половине длины волны, соответствующей центральной частоте рабочего диапазона. На графиках представлена нормированная ДН $20 \lg G(\theta)$, дБ.

Если собственные шумы взаимно некоррелированы для разных каналов и с сигналами помех, то корреляционная матрица суммарного сигнала на выходе адаптивной антенной решётки равна:

$$\mathbf{M} = \overline{n_0^2} \mathbf{E}_N + \overline{n_0^2} \sum_{m=1}^I \sum_{n=1}^I \sqrt{\sigma_m \sigma_n} \rho_{mn} \mathbf{S}_m^* \mathbf{S}_n^T,$$

где $\mathbf{E}_N$ — единичная матрица, т.е. диагональная матрица из N элементов, равных единице; среднее квадратичное значение напряжения собственного шума в каналах элементов антенны полагается одинаковым и равным $n_0 n_0 = 1=1$, черта над выражением обозначает операцию усреднения; σ_n — мощность n -го источника сигнала ($n=1, 2, \dots, I$), выраженная по отношению к средней мощности собственных шумов на выходе приёмных элементов; ρ_{mn} — коэффициент корреляции сигнала от m -го и n -го источников. Более подробное описание вышеописанного метода смотрите в [3].

Для $\mathbf{M}^{-1}$ существует ряд методов расчёта, в том числе:

- 1) Обращение матрицы – команда `inv(M)` в математическом пакете Matlab 7;
- 2) Псевдообращение матрицы – команда `pinv(M)`;
- 3) Обращение разреженной матрицы – команда `inv(sparse(M))`.

В данной работе используется третий из вышеперечисленных методов.

Результаты моделирования. Моделирование производилось для случая воздействия источников некоррелированных узкополосных помех на ДН восьмиэлементной ААР при отношении мощности помехового сигнала к мощности полезного сигнала, равном 10. Ширина главного лепестка по уровню минус 30 дБ для рассматриваемой ААР составляет около 28° (диапазон углов от -14° до 14°).

На Рис. 1 показано, как изменяется ДН ААР при приходе помехи с направления 10 градусов. Видно, что в направлении помехи формируется минимум ДН, но при этом несколько ухудшается качество приёма полезного сигнала (он усиливается на 3 дБ меньше, чем до адаптации).

Влияние помех на приём полезного сигнала существенно зависит от направления их прихода. Как показали расчёты, одиночная помеха

существенно влияет на приём полезного сигнала только в том случае, если приходит с направления, близкого к направлению полезного сигнала (в пределах 3°), меньшее влияние — в диапазоне $\pm 10^\circ$.

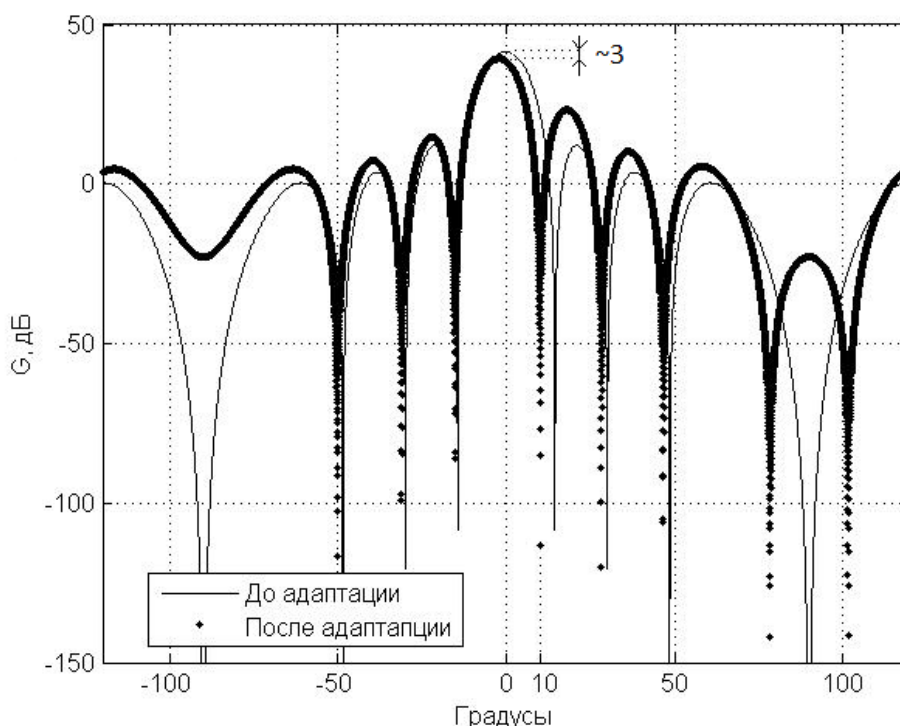


Рис. 1. ДН ААР при наличии помехи, приходящей под углом 10 градусов.

Две помехи с малым расстоянием между ними оказывают воздействие на приём полезного сигнала, если одна из них попадает на главный лепесток, в том числе существенное воздействие, если одна из помех приходит с направления, близкого к направлению полезного сигнала (в пределах 6°).

Две помехи с большим угловым расстоянием между ними воздействуют на приём полезного сигнала примерно также, как две одиночные помехи, т.е. подавление сигнала происходит, если одна из помех приходит с направления, близкого к направлению полезного сигнала (в пределах 4°).

Группы из трёх и более помех (рассматривалось до шести помех) оказывают влияние на приём полезного сигнала даже в том случае, если приходят не на главный, а на первый лепесток, в том числе существенное, если одна из помех приходит с направления, близкого к направлению полезного сигнала (в пределах 6°).

Заметим, что на практике эти значения могут отличаться от теоретически рассчитанных в виду отличия реальных ААР от идеальных эквидистантных решёток.

Полученные результаты позволяют проводить оценку влияния помех на ДН ААР в соответствии с текущей сигнально-помеховой обстановкой в конкретном расположении средства связи.

Заключение. Рассматриваемый метод пространственной адаптации позволяет эффективно подавлять одиночные помехи и группы помех на всех направлениях. При этом, если помехи не задевают главный лепесток ДН ААР (для групп из трёх и более помех — также и первый лепесток), то, как правило, они не оказывают существенного влияния на приём полезного сигнала.

Литература

1. Литвинов О.С., Гилязова А.А., Русаков П.В., Ганзий Д.Д. Оценка влияния групп помех на основной лепесток диаграммы направленности адаптивной антенной решётки с помощью метода собственных диаграмм // Антенны, 2012. — № 11 (186). — С. 36—43.
2. Литвинов О.С., Гилязова А.А. Оценка с помощью метода собственных диаграмм воздействия групп помех на приём полезного сигнала линейной эквидистантной адаптивной антенной решёткой // Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, серия «Естественные науки», специальный выпуск №5, 2012. — С. 206—212. Электронная версия доступна по адресу: <http://engjournal.ru/catalog/fundamentals/physics/222.html>
3. Литвинов О.С., Гилязова А.А. Оценка влияния мощности и степени коррелированности помех, приходящих на главный лепесток диаграммы направленности адаптивной антенной решётки, с помощью метода собственных диаграмм // Необратимые процессы в природе и технике: Труды Седьмой Всероссийской конференции 29—31 января 2013 года, часть I. — М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. — С. 176—179.
4. Гилязова А.А., Литвинов О.С. Анализ воздействия помех на приём полезного сигнала адаптивной антенной решёткой с помощью метода обращения разреженной корреляционной матрицы // Доклады 15-й Международной конференции «Цифровая обработка сигналов и её применение — DSPA-2013», выпуск XV-1, том 1, Российское научно-техническое общество радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. — Москва, 2013. — С. 373—376.
5. Пистолькорс А.А., Литвинов О.С. Введение в теорию адаптивных антенн. — М.: Наука, 1991. — 200 с.

ПРОЕКТОРНЫЙ ПОДХОД К НАХОЖДЕНИЮ ДВУХ РАЦИОНАЛЬНЫХ ЛИНЕЙНО СВЯЗАННЫХ НА ОСИ ФУНКЦИЙ С ПОЛЮСАМИ ИЗ РАЗНЫХ ПОЛУПЛОСКОСТЕЙ

¹ Т.Г.Войтик, ² Г.С.Поletaев, ³ С.А.Яценко

¹Одесский национальный морской университет

²Одесская государственная академия строительства и архитектуры, E-mail: poletayev_gs@ukr.net

³Одесская национальная академия связи имени Попова А.С.

Введение. Известная задача Римана-Гильберта (Римана-Гильберта-Привалова) теории аналитических функций связана с изучением многих теоретических и прикладных вопросов. Возникает, например, в теории дифференциальных и интегро-дифференциальных уравнений, интегральных уравнений типа свёртки, соответствующих уравнениях математической физики, задачах теории упругости [1-13]. Важен, в частности, случай, когда в такого типа задаче коэффициенты являются рациональными функциями [1-5]. В [5] этот случай возникает в связи с исследованием дифференциальных уравнений с кусочно-постоянными коэффициентами. При этом, считая искомые функции, принадлежащими подмножествам рациональных, можно перейти к родственной задаче. Ниже такая родственная задача поставлена и решена при правильно факторизуемых рациональных коэффициентах. Её решение, в соответствующих предположениях, найдено в явном виде. Построение проще (и, по выражению третьего соавтора, элегантнее) опирающихся на теории интеграла типа Коши, понятие индекса, условие Гёльдера, восходящих к Ф.Д. Гахову в задаче Римана. Метод основан на результатах второго автора для соответствующих уравнений в кольце со специальной факторизационной парой подколец. Используются основные положения теории колец, функционального анализа, проекторы, непосредственная требуемая для применения установленного в [10,11] факторизация по подкольцам и её свойства. Процедура свободна от интегралов типа Коши, требования гёльдеровости. Возможности, открывающиеся приближением рациональными коэффициентов из других классов функций, ещё не исчерпаны.

1. Общие положения, обозначения и определения. В сообщении ниже к изучению рассматриваемой применяется решение нелинейной задачи

факторизации по подкольцам и другие положения [10-14]. Используя [10-14], напомним

1.1. Определение. Всякое кольцо R с единицей e , рассматриваемое вместе с его фиксированной факторизационной парой подколец (R^+, R^-) $[\equiv (R^-, R^+)]$ будем называть «кольцом с факторизационной парой». Кратко, кольцом с ФП.

1.2. Будем говорить, что элемент $a \in R$ допускает в коммутативном кольце R факторизацию по факторизационной паре (R^+, R^-) , если есть элементы $r^+ \in R^+, s^0 \in R^0, t^- \in R^-$ такие, что:

$$a = r^+ s^0 t^-. \quad (1)$$

Факторизация (1) называется: правильной факторизацией (п.ф.), если $r^+ \in R^+, s^0 \in R^0, t^- \in R^-$ — правильные элементы [10-14]; — нормированной факторизацией (н.ф.), если $t^0 = r^0 = e$; — нормированной правильной факторизацией (н.п.ф.), если она является (п.ф.) и $t^0 = r^0 = e$.

Известно [12, 10, 11, 13, 14], что правильную факторизацию элемента из R по ФП (R^+, R^-) можно нормировать. Нормированная правильная факторизация единственна.

2. Кольцо $\mathfrak{R}_r$ с факторизационной парой $(\mathfrak{R}_r^+, \mathfrak{R}_r^-)$. Обозначим через $\mathfrak{R}_r$ совокупность всех рациональных функций, вообще, комплексного переменного $z \in C$, все полюсы которых конечны и не вещественны. Пределы функций из $\mathfrak{R}_r$ на бесконечности конечны. Пусть $\mathfrak{R}_r^+ (\mathfrak{R}_r^-)$ — совокупности функций из $\mathfrak{R}_r$, все полюсы которых расположены внутри нижней (верхней) полуплоскости $\Pi_- (\Pi_+)$, соответственно (Ср. [1]; с.13,14). Проверяется, что $\mathfrak{R}_r$ — кольцо с мультипликативной единицей $e = f(z) := 1, z \in C$ относительно обычных операций сложения и умножения функций, а $\mathfrak{R}_r^+, \mathfrak{R}_r^-$ — его подкольца с единицей. Проекторы на подкольца: $\mathfrak{R}_r \rightarrow \mathfrak{R}_r^\mp$ обозначим $P^\mp$, соответственно. Эти проекторы коммутирующие. Проектор P^+ (проектор P^-) каждой функции из $\mathfrak{R}_r$ ставит в соответствие часть её разложения в сумму простейших дробей первого и второго типов с полюсами в Π_- (в Π_+), соответственно. Полагаем: $P^0 = P^+ P^-$, $P_+ = P^+ - P^0$, $P_- = P^- - P^0$, $\mathfrak{R}_r^{\mp,0} = P^{\mp,0}(\mathfrak{R}_r)$, где $\mathfrak{R}_r^0 = \mathfrak{R}_r^+ \cap \mathfrak{R}_r^-$. Можно показать, что $\mathfrak{R}_r$ является кольцом с факторизационной парой $(\mathfrak{R}_r^+, \mathfrak{R}_r^-)$.

3. Постановка задачи и формулы решения. Задача 1. « Для заданных рациональных функций – коэффициентов $A(x), B(x)$, $-\infty < x < \infty$ найти пару рациональных функций $X^+(z) \in \mathfrak{R}_r^+, Y_-(z) \in (\mathfrak{R}_r)_-$, из $\mathfrak{R}_r$ все полюсы первой из которых, при существовании, расположены в нижней, а второй – в верхней полуплоскостях, соответственно, и удовлетворяющих на сомкнутой вещественной оси уравнению:

$$A(x)X^+(x) + Y_-(x) = B(x), \quad -\infty < x < \infty. \quad (2)$$

При решении задачи 1 в $\mathfrak{R}_r$ будем исходить из очевидной возможности продолжения каждой из функций и, следовательно, всего соотношения (2) на всю комплексную плоскость заменой вещественного переменного x комплексной переменной z , не выходя из соответствующего подкласса рациональных функций. Так вместо (2) возникает уравнение:

$$A(z)X^+(z) + Y_-(z) = B(z), \quad z \in C; \quad (3)$$

где, по предположению, $A(z), B(z) \in \mathfrak{R}_r, z \in C$, – известные функции, $X^+(z) \in \mathfrak{R}_r^+, X_-(z) \in \mathfrak{R}_r^-$ – искомые. Всякая, являющаяся решением (3), пара рациональных функций $X^+(z) \in \mathfrak{R}_r^+, X_-(z) \in \mathfrak{R}_r^-$, сужением на сомкнутую вещественную ось, порождает искомое решение уравнения (2) и рассматриваемой задачи. Учитывая возможность реализации в кольце $R = \mathfrak{R}_r$ с ФП $(\mathfrak{R}_r^+, \mathfrak{R}_r^-)$ результатов из [10,11], в соответствующих предположениях, получены такие формулы к построению решения поставленной задачи и уравнения (2) [15]:

$$X^+(z) = \Gamma^+(z)S^0P^+[T^-(z)B^+(z)], \quad Y_-(z) = B_-(z) + T^{-'}(z)P_-[T^-(z)B^+(z)], \quad (4)$$

где $A^{-1}(z) = \Gamma^+(z)S^0T^-(z); z \in C$.

$$X^+(x) = X^+(z) \downarrow_{z=x}, \quad Y_-(x) = Y_-(z) \downarrow_{z=x}, \quad -\infty < x < \infty. \quad (5)$$

4. Иллюстративные примеры. Решим задачу 1, поставленную по краевому условию на сомкнутой вещественной оси, заданному уравнением (2)

при $A(x) = \frac{x^2 + 9}{x^2 + 1}$; $B(x) = (x^2 + 1)/(x^2 + 4)(x + 5i)$. Тогда $A^{-1}(z) = \frac{z - i}{z - 3i} \cdot \frac{z + i}{z + 3i} = \tilde{A}^+(z)S^0T^-(z)$,

где $S^0 = 1$; $\tilde{A}^+(z) = \frac{z + i}{z + 3i}$; $T^-(z) = \frac{z - i}{z - 3i}$; $(T^-(z))^{-1} = \frac{z - 3i}{z - i}$. Разложение для $B(z)$

получаем в виде:

$$B(z) = -\frac{1}{4(z + 2i)} + \frac{3}{28(z - 2i)} + \frac{8}{7(z + 5i)}.$$

Поэтому: $B^+(z) = \frac{1}{28} \cdot \frac{25z + 29i}{(z + 2i)(z + 5i)}; \quad B_-(z) = \frac{3}{28(z - 2i)}.$

Реализуя формулы (4), находим выражение для решения:

$$X^+(z) = \frac{1}{140} \cdot \frac{99z^2 + 234zi - 135}{z^3 + 10z^2i - 31z - 30i}, Y_-(z) = \frac{1}{140} \cdot \frac{41z - 67i}{z^2 - 3zi - 2}. \quad (6)$$

Сравнительные решения, подходами из [2] и предложенным [15], привели в примере выше к одинаковым результатам. Причём предложенный подход, основанный на результатах [10,11] проще. В следующих примерах установлено.

1) При $A(x) = \frac{x^2 + 9}{x^2 + 1}; \quad B(x) = 2(x^2 - 1)/(x^2 + 1)$ будет $X^+(z) = \frac{2z + i}{z + 3i}; \quad Y_-(z) = \frac{5i}{z - i}.$
 2) При $A(x) = (x^2 + 4)/(x^2 + 1); \quad B(x) = (x^2 + 1)/(x^2 + 9)(x + 4i)$ получено:

$$X^+(z) = \frac{1}{210} \cdot \frac{151z^2 + 380zi - 229}{(z + 2i)(z + 3i)(z + 4i)}; \quad Y_-(z) = \frac{1}{210} \cdot \frac{59z - 97i}{(z - i)(z - 3i)}.$$

Отметим, что п. 1-3 подготовлены вторым, остальное – при участии всех соавторов.

1. Крейн М. Г. Интегральные уравнения на полупрямой с ядрами, зависящими от разности аргументов // Успехи мат. наук. – 1958. – 13, вып. 5(83). – С. 3 – 120.

2. Гахов Ф.Д. Краевые задачи.-М.: Гос. изд-во физ.-матем. лит.,1963.-640 с.

3. Мухелишвили Н.И. Сингулярные интегральные уравнения. - М.:Наука, 1968.-512 с.

4. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свертки. - М.: Наука, 1978. -296с.

5. Попов Г.Я., Керекеша П.В., Круглов В.Е. Метод факторизации и его численная реализация. Учебное пособие. Редактор: проф. Попов Г.Я.-Одесса: Одесский гос. университет, 1976.-82 с.

6. Попов Г.Я. Контактные задачи для лин. - деформ. основания. Киев-Одесса: ВШ, 1982.-168 с.

7. Мхитарян С.М. О некотор. плоских контакт. задачах теор. упруг. с учётом сил сцепл. и связ. с ними интегр. и диффер. уравн.// Изв. АН Армянской ССР. Механика.-1968.-XXI, №5-6.-С. 3-20.

8. Акопян В.Н., Даштоян Л.Л. Замк. реш. некот. смеш. задач для ортотр. плоскости с разрезом// Совр. пробл. мех. деформ. тв. тела, диффер. и интегр. уравн. Тез. докл. МНК. Одесса, 2013.-С. 12.

9. Черский Ю.И., Керекеша П.В., Керекеша Д.П. Метод сопряжения аналитических функций с приложениями. Одесса: Астропринт, 2010.-552 с.

10. Полетаев Г.С. Об уравнениях и системах одного типа в кольцах с факторизационными парами. – Киев, 1988. – 20 с. – (Препринт / АН УССР. Институт математики:88.31).

11. Полетаев Г. С. Об однопроекторн. II порядка уравн. с правильно факторизуемыми коэфф. в кольце с факторизационной парой // Вест. Херсон. гос. техн. ун-та.-2000.-№ 2 (8). – С. 191–195.

12. McNabb A., Schumitzky A. Factorization of Operators I: Algebraic Theory and Examples // J. Funct. Anal. – 1972. – 9, № 3. – P. 262 – 295.

13. Полетаев Г. С. Абстрактный аналог парного уравнения типа свертки в кольце с факторизационной парой // Укр. матем. журн. – 1991, т. 43, № 9. – С. 1201 – 1213.

14. Полетаев Г. С. Некот. рез-ты о парн. ур. в кольцах с факторизационными парами//Вісн. Харк. націон. ун-ту.-2002, № 582. – Сер. “Матем., прикл. мат. і мех. ”. – Вып.52. – С. 143 – 149.

15. Полетаев Г. С., Войтик Т.Г., Яценко С.А. Нахождение двух рациональных функций с полюсами из полуплоскостей по линейному уравнению с правильно факторизуемым коэффициентом // Глушковські читання. НТУУ «КПІ», Київ.- С. 74-77.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ПРАВИЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВ В ИК ФУРЬЕ – СПЕКТРОРАДИОМЕТРЕ

А. А. Сологуб, И. Л. Фуфурин

ЗАО «Центр Прикладной Физики МГТУ им. Н. Э. Баумана»

1. Введение

В настоящее время фурье-спектрометры и фурье- спектрометрические широко применяются для химического анализа веществ и их смесей как в лабораторных рутинных исследованиях [1], так и для задач внелабораторного газового анализа [2]. Для химического анализа и идентификации веществ по их спектрам применяется, как правило, хорошо зарекомендовавший себя метод сравнительного анализа спектров, в котором последовательно статистически сопоставляются спектры, входящие в базу данных и экспериментально зарегистрированный спектр [3]. Вещество, для которого значение коэффициента корреляции эталонного спектра из базы данных и экспериментального оказалось наибольшим и превысило заранее установленный порог обнаружения считается обнаруженным. При таком подходе значение коэффициента корреляции принимается за так называемую «надежность обнаружения» и дальнейшие оценки вероятностей правильно и ложного обнаружения не производятся. В настоящей работе предлагается статистическая оценка вероятности правильного обнаружения вещества.

2. Статистическая оценка вероятности

Введем понятие коэффициента корреляции $\tilde{r}_{ab}$ для двух спектров, представленных в виде векторов $\{a\}$ и $\{b\}$, как статистическую оценку вероятностного коэффициента корреляции:

$$\tilde{r}_{ab} = \frac{\frac{1}{N} \sum_i a_i b_i}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_i a_i^2} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i b_i^2}}. \quad (1)$$

где a_i , b_i – элементы векторов $\{a\}$ и $\{b\}$, N – число элементов в векторах.

Такая величина может быть применена для сравнения двух спектров веществ a и b , а именно, чем ближе она к единице, тем более схожи спектры веществ. Для примера предположим, что сигнал b – экспериментально измеренные значения, a – некоторое вещество из базы данных фурье-спектрометра. Тогда с помощью $\tilde{r}_{ab}$ можно детектировать вещество, обнаруженное прибором.

Предположим, что $\{a\}$ и $\{b\}$ – спектры одного и того же вещества, но $\{b\}$ зашумлен. Представим спектр b как сумму незашумленного a и случайной величины ξ :

$$b_i = a_i + \xi_i. \quad (2)$$

Также предположим, что случайная величина ξ имеет гауссово распределение $\langle \xi \rangle = 0$ и $\langle \xi^2 \rangle = \sigma_\xi^2$.

Подставляя (2) в (1), а также учитывая вероятностные характеристики ξ , можно получить выражение для коэффициента корреляции, где разделены детерминированные и случайные величины:

$$\tilde{r}_{ab} = \frac{\hat{\sigma}_a + \sigma_\xi \cdot \tilde{r}_{\xi a}}{\sqrt{\hat{\sigma}_a^2 + \gamma^2 + 2\hat{\sigma}_a \sigma_\xi \tilde{r}_{\xi a}}}, \quad (3)$$

где введены обозначения $\hat{\sigma}_a^2 = \frac{1}{N} \sum_i a_i^2$, $\tilde{r}_{\xi a} = \frac{\sum_i \xi_i a_i}{\hat{\sigma}_a \sigma_\xi}$, $\gamma^2 = \sum_i \frac{\xi_i^2}{N}$.

По теореме Крамера-Рао [4] величина γ^2 является эффективной оценкой для дисперсии шума σ_ξ^2 с уклонением $2\sigma_\xi^4 / N$, таким образом, если разброс величины $2\hat{\sigma}_a \sigma_\xi \tilde{r}_{\xi a}$ будет сильно превышать уклонение эффективной оценки, то величину γ^2 можно считать детерминированной и равной σ_ξ^2 . Условие применимости такого приближения можно записать в виде предельного неравенства:

$$\frac{\hat{\sigma}_a^2}{\sigma_\xi^2} \gg 0.5.$$

Теперь выражение (3) $\{b\}$ представляется функцией только от одной случайной величины $\tilde{r}_{\xi a}$, плотность распределения которой можно найти по теореме о распределении суммы случайных величин:

$$w(\tilde{r}_{\xi a}) = \sqrt{\frac{N}{2\pi}} \exp\left(-\frac{\tilde{r}_{\xi a}^2 N}{2}\right). \quad (4)$$

Используя найденное распределение (4) и формулу (3), можно численно найти моменты любого порядка для коэффициента корреляции.

Рассмотрим случай, когда $\{\tilde{a}\}$ и $\{a\}$ – спектры разных веществ, и при этом $\{\tilde{a}\}$ – зашумленный спектр вещества $\{a\}$:

$$\tilde{a}_i = a_i + \xi_i, \quad \langle \xi \rangle = 0, \quad \langle \xi^2 \rangle = \sigma_\xi^2.$$

Повторяя рассуждения, сделанные ранее, получим выражение для коэффициента корреляции для двух разных веществ:

$$\tilde{r}_{\tilde{a}b} = \frac{\tilde{r}_{ab} \hat{\sigma}_a + \sigma_\xi \tilde{r}_{\xi b}}{\sqrt{\hat{\sigma}_a^2 + \sigma_\xi^2 + 2\hat{\sigma}_a \sigma_\xi \tilde{r}_{\xi a}}}, \quad (5)$$

$$\text{где } \tilde{r}_{ab} = \frac{\sum_i a_i b_i}{N \hat{\sigma}_a \hat{\sigma}_b}, \quad \tilde{r}_{\xi q} = \frac{\sum_i \xi_i q_i}{N \sigma_\xi \hat{\sigma}_q}, \quad q = a, b.$$

Введем понятие правильного обнаружения спектра:

Если имеется сигнал, который складывается из полезного спектра вещества $\{a\}$ и из шума ξ , то после подсчетов коэффициентов корреляции со всеми веществами из базы данных прибора получается, что коэффициент корреляции с веществом $\{a\}$ превысил все остальные, а также заранее заданный эмпирический порог r_a^* .

Вероятность такого события можно записать следующим образом:

$$P_{true} = \prod_{i \neq j} P(r_{\tilde{a}a} > r_{\tilde{a}b^i}) \cdot P(r_{\tilde{a}a} > r_a^*),$$

где j – номер спектра a в базе данных.

Используя выражения (3) и (5) можно получить:

$$P(r_{\bar{a}a} > r_{ab^i}) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2} N \hat{\sigma}_a \hat{\sigma}_{b^i}}{\sqrt{\sum_j (\hat{\sigma}_{b^i} a_j - \hat{\sigma}_a b_j^i)^2}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{(1 - \tilde{r}_{ab^i}) N \hat{\sigma}_a^2 \hat{\sigma}_{b^i}}{\sigma_\xi \sqrt{2 \sum_j (\hat{\sigma}_{b^i} a_j - \hat{\sigma}_a b_j^i)^2}} \right) \right),$$

$$P(r_{\bar{a}a} > r_a^*) = \frac{\operatorname{erf} \left(L_- \sqrt{\frac{N}{2}} \right) - \operatorname{erf} \left(L_+ \sqrt{\frac{N}{2}} \right)}{2},$$

$$\text{где } L_{\pm} = -\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_\xi} \left(1 - (r_a^*)^2 \pm r_a^* \sqrt{(r_a^*)^2 - 1 + \frac{\hat{\sigma}_a^2}{\sigma_\xi^2}} \right).$$

Выводы.

Описанный в работе подход дает возможность провести оценки вероятности правильного обнаружения, а также аналитически находить пороговые значения коэффициентов корреляции.

Литература

[1] Вагин В.А., Гершун М.А., Жижин Г.Н. и др. Светосильные спектральные приборы / Под ред. К.И.Тарасова. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988, 264 с.

[2] Морозов А.Н., Светличный С.И. Основы Фурье-спектрометрики. М.: Наука, 2006. 275с.

[3] Кочкиков И.В., Морозов А.Н., Фуфурин И.Л. Численные процедуры идентификации и восстановления концентраций веществ в открытой атмосфере при обработке единичного измерения фурье-спектрометра // Компьютерная оптика. – 2012. Т. 36, №4 – С. 554-561

[4] Пытьев Ю.П., Шишмарев И.А. Курс теории вероятности и математической статистики для физиков. Изд-во Моск. ун-та, 1983. -256 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ.

И.Н. Алиев., З.А. Самедова

Московский государственный технический университет

им. Н. Э. Баумана.

Проблема расчета электродинамического диспергирования жидкости с мениска на торце капилляра представляется весьма актуальной в связи с многочисленными техническими и технологическими приложениями [1].

Изучение закономерностей распада сильно заряженной поверхности во внешнем электростатическом поле большой напряженности вследствие реализации её неустойчивости по отношению к собственному или индуцированному заряду также представляет интерес [2,3]. Расчет размеров и зарядов капелек основан на принципе наименьшего действия и сводится к минимизации изменения энергии системы в единичном акте эмиссии по размеру и заряду эмитированной капельки. Система двух уравнений, получающихся на основе принципа наименьшего действия, дополняется уравнением баланса сил в перетяжке в момент её разрыва. В связи с тем, что выражение баланса сил может быть положено в основу классификации наблюдаемых режимов, представляется интересным сравнить между собой особенности отрыва эмиттируемой капли в трех ситуациях: 1) при электродиспергировании жидкости с торца капилляра; 2) при рэлеевском распаде сильно заряженной капли; 3) при электростатическом распаде незаряженной капли во внешнем электростатическом поле.

Сформулируем задачу в наиболее общем виде, так, чтобы все три вышеупомянутые предельные ситуации электродиспергирования входили в нее как частные случаи. Для этого рассмотрим процесс стационарного диспергирования идеально проводящей жидкости с вершины мениска на торце поддерживаемого при высоком потенциале капилляра, по которому жидкость подается в идеализированную разрядную систему (схематически изображенную на рис.1), под действием электрических сил и сил гидродинамического давления. Имея в виду качественное исследование физических особенностей явления электродиспергирования жидкости, форма капилляра с мениском жидкости на торце моделируется сильно вытянутым сфероидом с эксцентриситетом $e = \sqrt{1 - r_k^2 / (0.5 \cdot l + r_k)^2}$, где r_k и l – радиус и длина капилляра соответственно, что позволяет использовать в дальнейшем анализе

известные аналитические выражения для распределения электрического поля в окрестности сфероида при описании поля в окрестности мениска, с которого происходит эмиссия капелек и в окрестности самой эмиттируемой капельки. Величину электрического поля в окрестности вершины мениска, с которого идет эмиссия капелек, будем считать суперпозицией полей заряженного и незаряженного сфероидов.

Изменение энергии системы при эмиссии капель складывается из следующих составляющих: а) изменение энергии сил поверхностного натяжения большой и маленьких капель; б) изменение собственной электростатической энергии большой и маленьких капель; в) энергии взаимодействия зарядов маленьких капелек с зарядом большой капли и с внешним полем; г) изменение энергии внешнего поля, вызванное изменением размеров родительской капли; д) изменение энергии суммарного электрического поля, вызванное появлением маленьких капель, е) кинетическая энергия маленьких капель.

После минимизации выражения для энергии по радиусу – r и заряду – q получается система уравнений, включающая в себя не только внешние параметры процесса, но и неопределенные величины e_0 - эксцентриситет и v – расстояние капельки от поверхности мениска. Последнюю для проводимого качественного анализа можно оценить (в рамках модели Рэлея) из условия баланса сил, действующих на эмиттируемую каплю в момент её отрыва от вершины мениска: лапласовой силы, удерживающей каплю, и суммы электростатической силы и силы гидродинамического давления, отрывающих её:

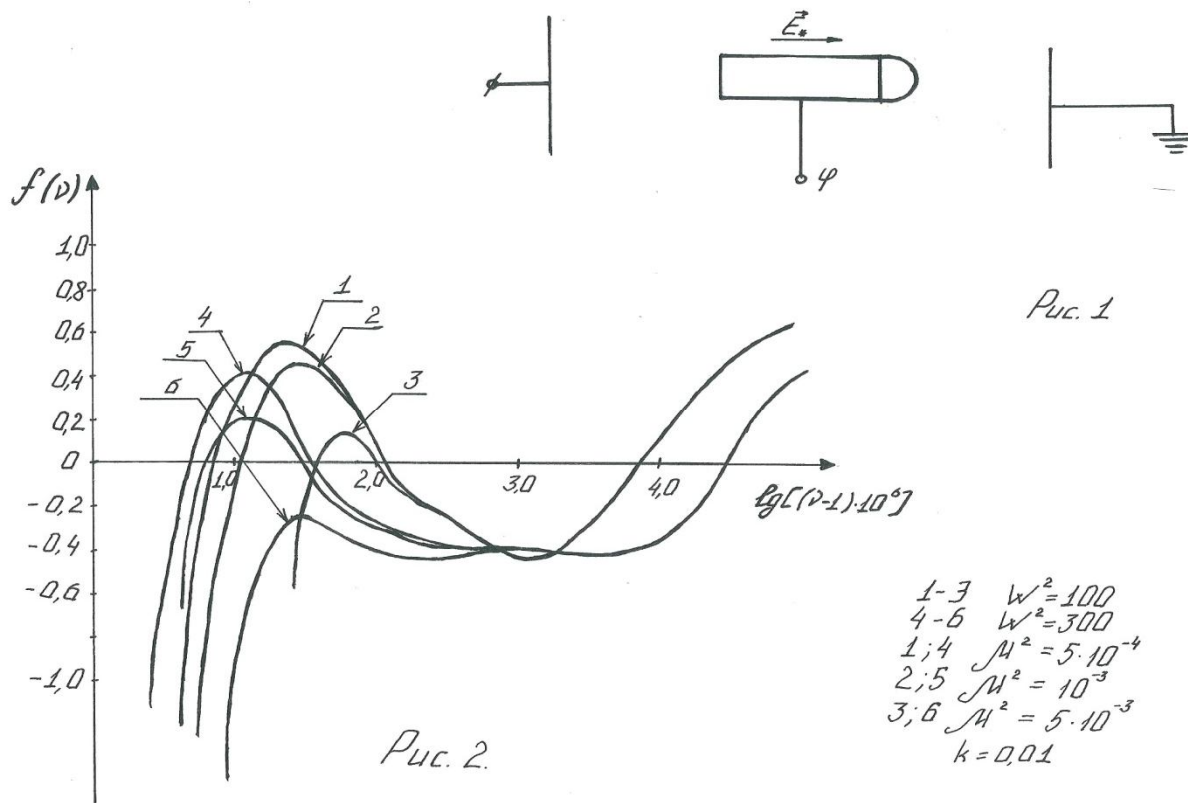
$$f_0 = 2\pi r_n \sigma - (Eq + \frac{mv_0}{\tau}) = 0,$$

Здесь r_n – радиус перетяжки; E – напряженность суммарного электрического поля в окрестности капли; σ – поверхностное натяжение жидкости; v_0 – скорость движения жидкости по капилляру; τ – характерное время формирования и отрыва одной капли – период эмиссии; m – масса эмиттируемой капли.

Для конкретизации физической модели примем период эмиссии равным времени, за которое из капилляра истекает количество жидкости, уносимое отрывающейся каплей, и введем еще два безразмерных параметра:

$a = r_n / r(1 - e_0^2)^{1/6}$ – отношение радиуса перетяжки к малой полуоси

отрывающейся капли и $k = v_0^2 / v^2$ – отношение квадрата скорости движения жидкости по капилляру к квадрату скорости капли в момент отрыва ($k \leq 1$). Из-за проблематичности корректной теоретической оценки величин этих параметров, значения a и k определяются из требования наилучшего соответствия расчетных данных результатам экспериментальных работ.



Переходя в условия баланса сил к безразмерным переменным, получим уравнение для расчета расстояния v :

$$f = \frac{1}{8} \alpha (1 - e_0^2)^{\frac{1}{6}} X - \frac{k \mu^2}{16X} - (W + \omega) \left[WC^2(e) \frac{(1 - \gamma(Y))}{(1 - \Xi(X))^2} T_Q(e, v) + \omega T_E(e, v) \right] = 0; f \equiv \frac{f_0}{16\pi\sigma r_k}$$

Для определения эксцентриситета отрывающейся капельки e_0 примем, что время гидродинамической релаксации поверхности жидкого мениска τ_ρ , много меньше характерного времени существенного ($\approx r_k$) смещения эмиттированной капли $\tau_{CM} \approx \frac{r_k}{v}$. При выполнении условия $\tau_\rho \ll \tau_{CM}$, если размер эмиттированной капли много меньше радиуса капилляра ($r \ll r_k$), эксцентриситет e_0 можно рассчитать по формулам, определяющим равновесное значение эксцентриситета заряженной капли во внешнем однородном электростатическом поле: $e_0^2 = 9\omega_*^2(1 - W_*^2)$, где ω_* – параметр Тейлора и W_* –

параметр Рэлея для эмиттированной капли, характеризующие её устойчивость по отношению к внешнему электростатическому полю и собственному заряду.

Из системы получившихся уравнений можно рассчитать зависимость результирующей силы $f = f(v)$, действующей на капельку в момент разрыва перетяжки, от величины расстояния $(v-1)$, на котором находится центр капли от мениска, при различных значениях внешних параметров. На рис. 2 приведены соответствующие зависимости для всех трех предельных ситуаций, рассчитанные при различных значениях отличных от нуля безразмерных физических параметров для случая электродиспергирования жидкости с торца капилляра. Выше оси абсцисс находится геометрическое место точек значений функции $f(v)$, в которых отрыв дочерней капельки от родительской невозможен. Сравнение приведенных на этом рисунке кривых показывает, что роль давления, под которым жидкость подается по капилляру, характеризующегося опосредованно через v величиной параметра μ^2 весьма велика.

Следует отметить, что появление в жидкометаллических источниках ионов потока жидкости к эмиссионному выступу на вершине мениска обусловлено действием на вершину мениска весьма значительного отрицательного электростатического давления, приводящего в движение рабочую жидкость. Отметим также, что явление электрогидродинамического диспергирования жидкости с мениска на торце капилляра, по которому жидкость подается в разрядную систему именно поэтому отличному от нуля значению величины μ^2 обязано наблюдаемым в экспериментах разнообразием режимов.

Список литературы

1. Анализ исследования электрических полей в различных средах и условиях/ И.Н. Алиев, В.А. Алтунин [и др.] //Инженерно-физический журнал.- 2012.-Т.85.-№ 4.- С. 881-896.
2. О квантовании поверхностных возмущений невязкой жидкости в однородном внешнем электрическом поле/И.Н. Алиев, С.О. Юрченко //Вестник МГТУ.-2011.-3(42).-С. 84-89.
3. Спектр электрокапиллярных колебаний заряженной капли / И.Н. Алиев // Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Инженерный журнал: наука и инновации .- 2013 .-№8

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАДАЧИ АЭРОУПРУГОСТИ СТАРТОВОГО КОМПЛЕКСА РАКЕТЫ- НОСИТЕЛЯ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ВИХРЕОБРАЗОВАНИИ

А.В. Ермаков

Россия, Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана

На текущий момент, актуальной задачей считается уточнение аэродинамических нагрузок, действующих на стартовый комплекс ракеты-носителя (РН) легкого типа [1]. На основе уточненных данных можно сделать вывод о допустимых значениях скорости ветра при старте РН. Как правило, для расчета аэродинамических нагрузок используют модель вихрей Кармана, по которой известна частота схода вихрей. В статье [2] было показано, что такая упрощенная модель подходит для изучения динамики конструкций, обладающих высокой жесткостью. Рассматриваемая модель стартового комплекса РН легкого типа обладает большим количеством податливых оболочечных элементов, низшие частоты колебаний которых близки к частоте схода вихрей [3].

Целью настоящей работы является исследование связанной задачи аэроупругости стартового комплекса РН легкого типа на основе разработанного программного обеспечения, позволяющего моделировать аэроупругие колебания систем при пространственном обтекании ветром.

Математическая модель включает уравнения малых колебаний упругой системы, уравнение неразрывности и уравнение сохранения импульса среды с граничным условием прилипания на обтекаемой поверхности, граничным условием непротекания на экране и граничным условием отсутствия возмущений на бесконечном удалении от тела. В начальный момент времени среда и конструкция покоятся. Затем, в течение заданного короткого промежутка времени среда разгоняется и далее скорость потока не изменяется. Связь уравнений динамики упругой системы и динамики среды возникает вследствие равенства скорости потока и скорости точек обтекаемой поверхности, испытывающей деформации под действием нестационарного поля давления среды.

Алгоритм численного решения задачи содержит две взаимосвязанные подсистемы: упругую подсистему и аэродинамическую подсистему. Расчет производится до достижения заданного конечного времени счета. На каждом шаге алгоритма сначала по методу вихревых элементов производится

удовлетворение граничных условий в контрольных точках панелей, осуществляется генерация ВЭ и рассчитывается поле давлений в контрольных точках панелей. Затем аэродинамические нагрузки приводятся к сосредоточенным силам в узлах и вычисляются обобщенные силы для системы уравнений динамики конструкции.

В результате проведенного моделирования был получен вихревой след за ракетой-носителем и башней обслуживания. На рис.1 даны виды следа в характерных сечениях, демонстрирующие изменение структуры дорожки вихрей по высоте.

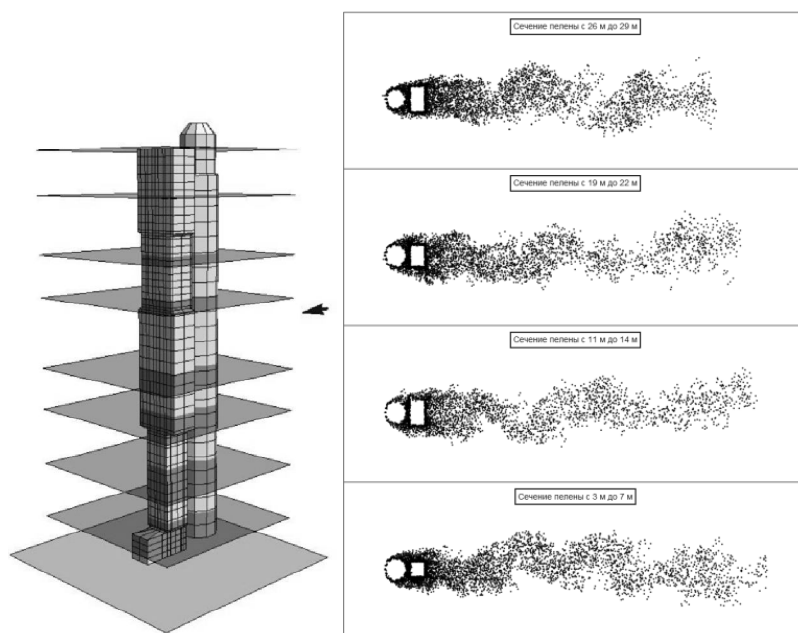


Рис. 1. Вихревой след в характерных сечениях

Вихреобразование вызывает значительные пульсации аэродинамических нагрузок и заметные колебания как всей конструкции, так и отдельных участков поверхности башни обслуживания. Спектр нагрузок для абсолютно жесткой и упругой конструкций различается. В качестве примера на рис. 2 представлено изменение спектров модулей главных векторов аэродинамических сил, действующих на ракету и башню обслуживания в случае жесткой и упругой конструкции.

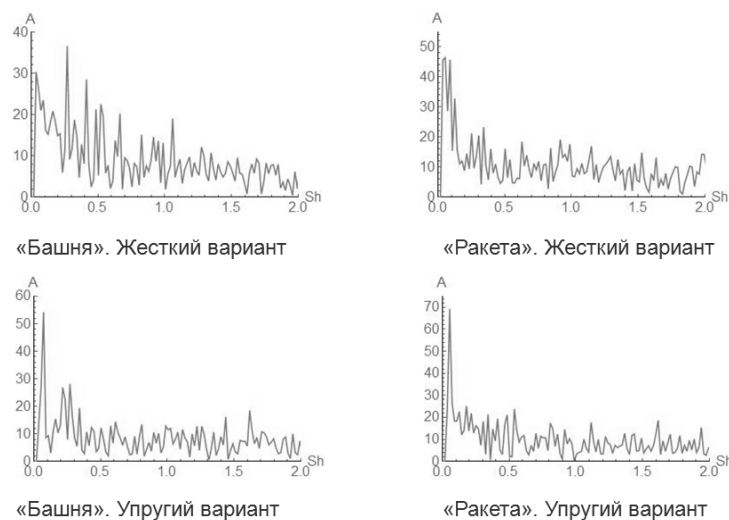


Рис. 2. Частотные характеристики модуля главного вектора аэродинамической силы

В результате решения задачи исследования показано, как податливость обтекаемой поверхности влияет на процесс генерации вихревого слоя. Делается вывод о важности учета деформации упругого профиля для получения частотных характеристик аэродинамических нагрузок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров К.П. Аэродинамика транспортных космических систем. М.: Эдиториал УРСС. 2000. 366 с.
2. Ермаков А.В., Щеглов Г.А. Моделирование методом вихревых элементов динамики цилиндрической оболочки в пространственном потоке жидкости // Известия ВУЗов. Машиностроение. – 2014. – Т. 3. С. 14-18
3. Александров А.А., Драгун Д.К., Забегаев А.И., Ломакин В.В. Механика контейнерного старта ракеты при действии поперечных нагрузок // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. Вып. 3. Режим доступа: <http://engjournal.ru/catalog/machin/rocket/631.html> (дата обращения 18.04.2014).

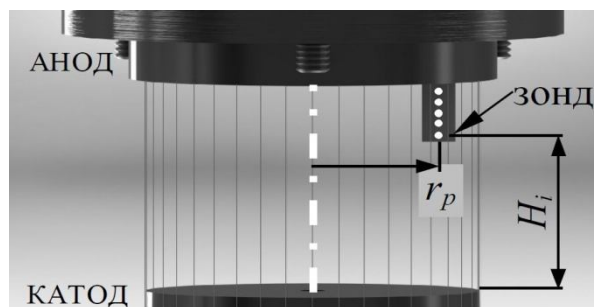
ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЛОЗИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ СРЕДСТВАМИ ЧИСЛЕННОЙ ДИАГНОСТИКИ НА ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ MARPLE 3D

Смирнова Н.С.

ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, МГТУ им. Н.Э. Баумана

В работе представлены результаты расчета имплозии цилиндрической проволочной сборки из алюминия. Расчет проводился средствами программного комплекса MARPLE [1] с использованием трехмерной РМГД модели имплозии Z-пинчей многопроволочных цилиндрических сборок [2]. Приведены данные по пространственно-временному распределению параметров плазмы Z-пинча, включая плотность, скорость движения, электронную температуру, вектор магнитной индукции, степень ионизации, а также приведены графики спектра рентгеновского излучения. В ходе расчетов зарегистрирован прорыв магнитного потока внутрь объема сборки на финальной стадии плазмообразования и распределение азимутального магнитного поля вдоль высоты сборки на различных стадиях имплозии.

Представлен сравнительный анализ полученных численных результатов с экспериментальными данными, полученными на установке АНГАРА-5-1 [3].

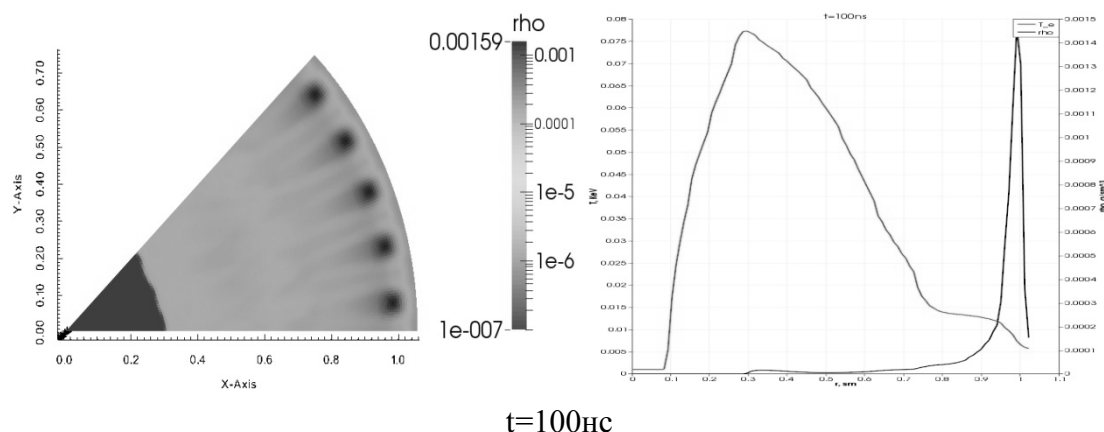


Выстрел №5265 проволочная сборка из 40 Al- 15 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см.
Радиус сборки – 10 мм, высота – 14 мм.

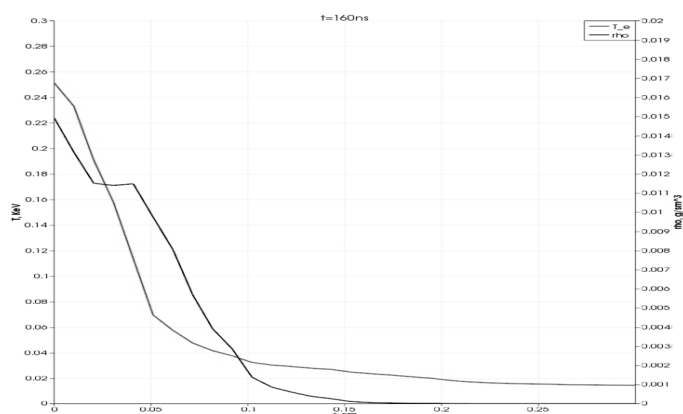
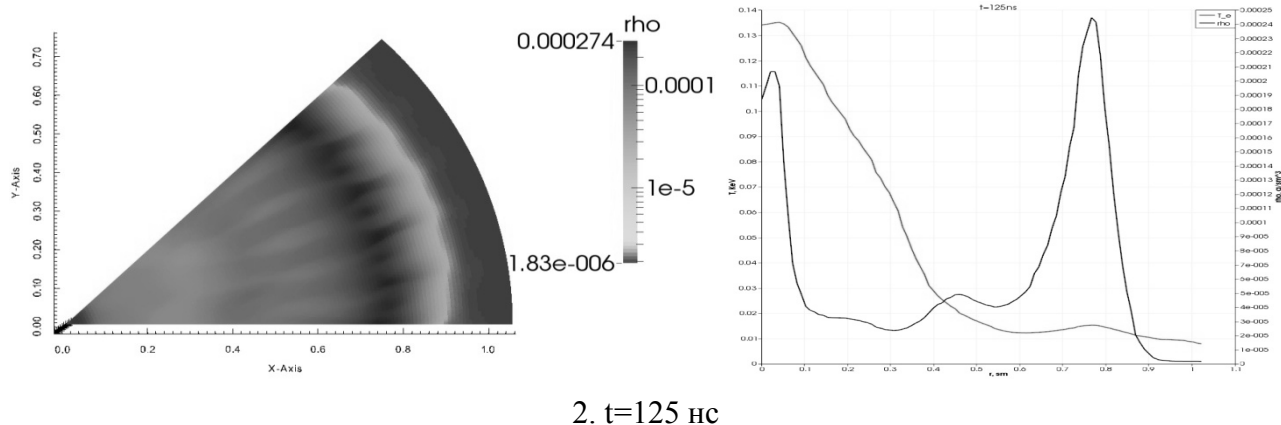
Постановка задачи. Эксперименты по сжатию плазмы проволочной сборки проводились на установке Ангара-5-1 (3 МА, ~100 нс).

Численные результаты расчета. Исследование динамики плазмообразования.

Распределение плотности в различные моменты времени:



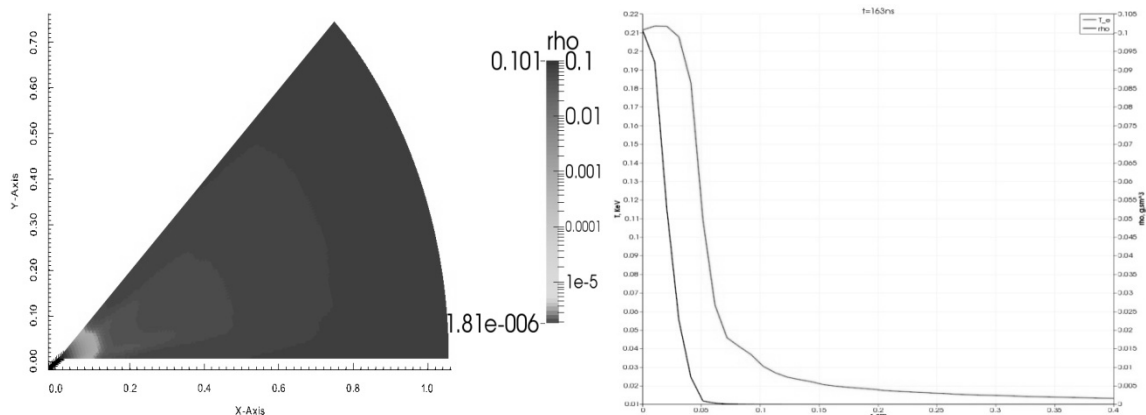
По мере движения плазмы к оси формируется ударная волна. К моменту полного испарения проволок (приблизительно 105 нс от начала импульса тока) фронт волны находится на расстоянии 1 мм от оси сборки. Температура электронов на фронте достигает 60 эВ.



Приблизительно через 125 нс от начала импульса тока плазма достигает оси сборки.

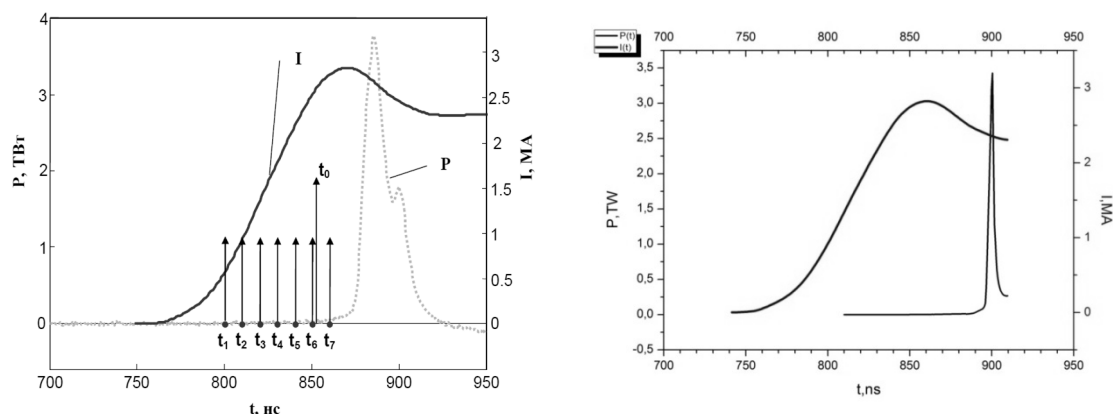
Вблизи момента времени 163 нс наблюдается некоторое снижение интенсивности излучения, что может быть объяснено поглощением излучения

центральной части пинча в периферийных слоях плазмы отставшей массы алюминия, которые к этому времени достаточно близко подошли к интенсивно излучающей приосевой области, но еще с ней не слились. Практически вся масса сосредоточена в области радиусом 1 мм, плотность плазмы от 10^{-3} до $2 \cdot 10^{-2}$ г/см³. Электронная температура этой плазмы довольно высокая: от 40-180 эВ на расстоянии 0.3 мм от оси до 220 эВ вблизи оси.



4. $t=163$ нс

Моменту 163 нс от начала импульса тока соответствует максимальное сжатие плазмы на оси и максимум мощности излучения. В центральном пинче, имеющем диаметр около 350 мкм, в этот момент сосредоточено 97% массы сборки. Его максимальная электронная температура 210 эВ, максимальная плотность 0,1 г/см³. Отставшая масса вещества сборки распределена на радиусе до 2,5 мм, имеет плотность от 10^{-2} до $7 \cdot 10^{-2}$ г/см³ и электронную температуру около 10 эВ.



Сравнение выходной мощности излучения

При расчете задачи можно было отследить максимальные параметры плазмы пинча, так максимальная температура 220 эВ, максимальная плотность 0.1 г/см³ на 163 нс от начала импульса тока.

Максимальная мощность излучения достигает 3,4 ТВт, длительность рентгеновского импульса на полувысоте от пиковой мощности 6 нс, в

эксперименте — мощность 3,2 ТВт, длительность 10 нс. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными из временных профилей интегральной по пространству мощности излучения как индикаторов имплозии.

Заключение. В результате работы были получены новые результаты по РМГД-моделированию сжатия алюминиевой проволочной сборки (пуск №5265 на установке АНГАРА-5-1):

- данные по пространственно-временному распределению параметров плазмы Z-пинча;
- данные о полной мощности излучения Z-пинча по всем спектральным группам.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-01-3115 .
Расчеты выполнены на суперкомпьютерах K100 (ИПМ РАН), и ЛОМОНОСОВ (НИВЦ МГУ).*

Список литературы:

1. Alexey S. Boldarev, Vladimir A. Gasilov, Olga G. Olkhovskaya, Sergey V. Dyachenko, Gennadiy A. Bagdasarov, Sergey N. Boldyrev, Irina V. Gasilova and Elizaveta Yu. Dorofeeva. Object-oriented code MARPLE3D: simulations of radiative hydrodynamic/MHD effects at high-performance computer systems. CD-ROM Proceedings of the 6th European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS 2012). Vienna University of Technology, Austria, 2012. ISBN: 978-3-9502481-9-7.

2. Vladimir Gasilov, Alexey Boldarev, Sergey Dyachenko, Olga Olkhovskaya, Elena Kartasheva, Gennadiy Bagdasarov, Sergey Boldyrev, Irina Gasilova, Valeriy Shmyrov, Svetlana Tkachenko, Julien Grunenwald, Thierry Maillard. Towards an Application of High-Performance Computer Systems to 3D Simulations of High Energy Density Plasmas in Z-Pinches. In: Applications, Tools and Techniques on the Road to Exascale Computing. // IOS Press: Advances in Parallel Computing, 2012. Vol. 22, pp. 235-242.

3. Александров В.В., Митрофанов К.Н., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Лаухин Я.Н. Влияние интенсивности плазмообразования на динамику имплозии цилиндрических проволочныхборок с профилированной линейной массой. Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 10. С. 905.

ОСОБЕННОСТИ КОМБИНИРОВАННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗАРЯЖЕННОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

Алиев И. Н., Меликянц Д. Г.

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.

Многочисленные исследования в области поверхностной электродинамики, интенсивно развивавшейся в конце XX века, привели к выводу, что главные результаты в линейном приближении уже получены и основное внимание необходимо уделять нелинейной постановке проблемы, однако обнаруженные в свое время бифуркационные ветвления показали, что даже в линейном приближении проблема многогранна и предполагает наличие большого количества эффектов. Продолжение исследований в этом направлении является привлекательным в связи с тем, что полученные в этом случае результаты имеют более обозримый, наглядный и легко трактуемый вид, чем получаемые в не линейной теории.

Известно, что горизонтальная граница раздела двух текучих сред подвержена различного рода неустойчивостям. Так, в поле силы тяжести граница раздела тяжелой жидкости над легкой подвержена неустойчивости Рэлея-Тейлора (Р-Т). С ней приходится сталкиваться, например, в современных установках для инерционного термоядерного синтеза. Когда одна из жидкостей или газ имеет фоновое горизонтальное движение, возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (К-Г), которой можно объяснить раскачку ветром волн на гладкой поверхности воды. В случае, когда перпендикулярно поверхности раздела прикладывается внешнее электрическое поле, речь идет о так называемой неустойчивости Френкеля-Тонкса (Ф-Т), постоянно находящейся в поле зрения исследователей ввиду её широкого применения, например "Огни св. Эльма" , предгрозовое излучение облаков, электрогидродинамические эмиттеры ионов и т.д.

Описание всех видов неустойчивостей, ставших уже классическими, широко представлено в литературе [1]. В последнее время было предпринято несколько попыток объединения всех этих неустойчивостей в рамках общей модели, причем часто рассматривались не только ньютоновские жидкости [2-4]. Однако, как правило, все получаемые результаты сводились к частным и предельным случаям, в лучшем случае, производился численный расчет, т. е.

свести неустойчивости Ф-Т, Р-Т и К-Г в рамки общей аналитической теории не удавалось.

Вывод дисперсионного уравнения. Получим дисперсионное уравнение (ДУ) для волн малой амплитуды на заряженной горизонтальной поверхности раздела двух несмешивающихся жидкостей: верхняя считается идеальной, а нижняя --- вязкой; на поверхности раздела сохраняется тангенциальный разрыв скорости.

Для верхней жидкости вводим потенциал скорости для волн, распространяющихся в положительном направлении оси Ox , в виде

$$\Phi' = F \exp[-kz] \exp[i(kx - \omega t)] + Ux. \quad (1)$$

На поверхности раздела имеем

$$v_z = \partial \xi / \partial t. \quad (2)$$

Заметим, что из равенства в условиях нашей задачи не следует, что так как

$$v'_z = U \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (3)$$

Для нижней жидкости (произвольной вязкости) ищем решение уравнений движения (уравнение Новье---Стокса для волн с малой амплитудой)

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right), \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) - g, \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} = 0,$$

зависящее от t и x как и затухающее по направлению в глубь жидкости ($z > 0$), в виде

$$v_x = \exp[i(kx - \omega t)](A \exp[kz] + B \exp[lz]), v_z = \exp[i(kx - \omega t)](C \exp[kz] + D \exp[lz]), \quad (4)$$

$$p = \frac{\rho \omega}{k} A \exp[kz] \exp[i(kx - \omega t)] - \rho g z, C = -iA, D = -i \frac{k}{l} B, l^2 = k^2 - \frac{i\omega}{\nu}.$$

где A, B, C, D, F - некоторые константы.

Граничные условия на поверхности раздела следующие:

1. Касательные напряжения равны нулю: , т. е.

$$\eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = 0 \quad (5)$$

2. Для давлений на поверхности раздела справедливо равенство

$$-p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} - \gamma \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - 4\pi\sigma^2 k \xi = \rho' \frac{\partial \Phi'}{\partial t} + \rho' g \xi + \frac{\rho'}{2} (v'^2 - U^2). \quad (6)$$

В случае $U=0$ процедура сведения исходной системы (1)-(6) к дисперсионному уравнению аналогична изложенной в [5]. подставляя выражение (1), (2) в (3) с учетом, что — , для решения вида (4) получаем первое уравнение для констант C, D, F :

$$C + D - \frac{k\omega}{Uk - \omega} F = 0. \quad (7)$$

Из уравнения (5) для решения вида (4) имеем

$$2C - (2 - \chi)D = 0, \quad (8)$$

где $\chi = \frac{i\omega}{vk^2}$.

Равенство (6) дифференцируем по времени, подставляем выражения для p , , учитывая, что $v'^2 = v_x'^2 + v_z'^2 = \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial z}\right)^2$.

Тогда

$$C \left(\frac{\chi}{2} - 1 + W(k) \right) + D \left(W(k) - \frac{1}{k} \right) + \frac{i\rho' (Uk - \omega)}{\rho} \frac{F}{2vk} = 0, \quad (9)$$

$$W(k) = \frac{\gamma k^2 - 4\pi\sigma^2 k + (\rho - \rho')g}{2\eta i\omega k}$$

Сведем уравнения (7)-(9) в одну систему. Требование нетривиальности решения для C, D, F дает ДУ в виде дисперсионного определителя 3-го порядка

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -\frac{k\omega}{Uk-\omega} \\ \left\{ \frac{\chi}{2} - 1 + W(k) \right\} & \left\{ W(k) - \frac{1}{k} \right\} & \frac{i\rho' (Uk-\omega)}{\rho} \frac{1}{2vk^2} \\ 2 & 2 - \chi & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (10)$$

Уравнение (10) и есть искомое ДУ, записанное в неявном виде; третья строка уже разделена на . Столбцы дисперсионного определителя соответствуют коэффициентам перед C, D, F в уравнениях (7)-(9); 2-й столбец дисперсионного определителя соответствует коэффициентам перед D , т. е. обусловлен наличием вязкости; 3-й столбец связан с движущейся верхней идеальной жидкостью. в 1-й строке – коэффициенты перед константами C, D, F в кинематическом соотношении на поверхности раздела жидкостей; во 2-й –

аналогичные коэффициенты для динамического условия – равенство давлений в жидкостях на поверхности раздела; в 3-й – коэффициенты во втором динамическом условии – отсутствие касательных напряжений на поверхности раздела идеальная – неидеальная жидкость.

список литературы.

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2003.
2. Алиев И. Н., Филипов А. В. О волнах, распространяющихся по плоской поверхности вязкой проводящей жидкости в электрическом поле// Магнитная гидродинамика. 1989. No 4. С. 94—98.
3. Алиев И. Н., Юрченко С. О. О квантовании поверхностных возмущений невязкой жидкости в однородном внешнем электрическом поле. Вестник МГТУ. —2011. —3(42). —С. 84—89.
4. Алиев И. Н., Юрченко С. О. Эволюция возмущений заряженной поверхности раздела несмешивающихся невязких жидкостей в зазоре между двумя электродами. Известия РАН. Механика жидкости и газа. —2010. No 5.— С.156—166
5. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959

СЕКЦИЯ 3

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ НОВОЙ ТЕХНИКИ

Руководитель секции - к.ф.-м.н., доцент

Герасимов Юрий Викторович

КИНЕТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА Д16 С ВОДНЫМ РАСТВОРОМ ГИДРОКСИДА НАТРИЯ

Ф.З. Бадаев, А.Х. Хайри, Р.А. Новоселов

Московский государственный индустриальный университет

В настоящее время достаточно активно изучается взаимодействие алюминия и его сплавов с водными растворами гидроксидов щелочных металлов. Это связано с возможностью получения различных форм высокодисперсных гидроксидов и оксидов алюминия. К ним относятся бемит, гибсит, байерит, диаспор, модификации оксида алюминия, которые могут быть востребованы в промышленности для получения высокопрочных керамических материалов, теплозащитных покрытий, носителей для катализаторов, материалов медицинского назначения.

Взаимодействие различных алюминиевых сплавов с водными растворами щелочей может рассматриваться как оригинальный метод для получения высокодисперсных порошков оксида алюминия с добавками соединений различных элементов, из которых можно получать высокопрочные керамические материалы. Для получения подобных материалов можно использовать отходы обработки различных алюминиевых сплавов, которые в большом количестве имеются на многих машиностроительных производствах. При этом применение различных легирующих компонентов позволяет модифицировать и варьировать свойства получаемых керамических материалов. В настоящее время также активно проводятся исследования в области создания автомобилей с водородным топливом. Поэтому актуальными являются работы по созданию бортовой установки получения водорода на основе реакции алюминия или алюминиевых сплавов с водными растворами щелочей. В связи с этим изучение реакции различных алюминиевых сплавов с растворами щелочей имеет важное прикладное значение. Сведения о характере взаимодействия алюминиевых сплавов с раствором щелочи представляют интерес, так как, изменяя состав сплавов и раствора щелочи, можно управлять процессом и получать порошки различного состава.

Целью настоящей работы было исследование кинетических особенностей реакции взаимодействия алюминиевого сплава Д16 с водным раствором гидроксида натрия в широком диапазоне концентраций.

Методика эксперимента. Для проведения реакции использовали растворы гидроксида натрия NaOH, которые готовили из соответствующего реактива марки «ч.д.а.» путем растворения навески кристаллического вещества в дистиллированной воде.

Кинетику реакции алюминия и алюминиевых сплавов с водным раствором NaOH изучали волюмометрическим методом по объему выделяющегося водорода. Молярная концентрация водных растворов NaOH составляла $C_{\text{NaOH}} = 2\text{--}10$ моль/л, молярное отношение алюминия и гидроксида натрия составляло 1 : 2.

Во всех экспериментах использовали компактные образцы технического алюминия и сплава Д16. Чистота технического алюминия составляла 99,4% (масс.). Образцы представляли собой пластины с площадью поверхности $S = 7\text{--}10 \text{ см}^2$ толщиной $h = 1,5\text{--}2$ мм.

Образец сплава помещали в предварительно термостатированный стеклянный реактор, содержащий 30 мл водного раствора гидроксида натрия, соединенный с термостатированной волюмометрической системой.

Для оценки энергии активации реакции E_a проведено изучение реакции при температурах 20, 35, 50 °С ($C_{\text{NaOH}} = 4$ моль/л).

Химический состав сплава Д16 представлен в табл. 1.

Таблица 1

Химический состав в % материала Д16 (ГОСТ 4784-97)

Fe	Si	Mn	Cr	Ti	Al	Cu	Mg	Zn	Примеси
до 0,5	до 0,5	0,3 – 0,9	до 0,1	до 0,15	90,9 – 94,7	3,8 – 4,9	1,2 – 1,8	до 0,25	прочие, каждая 0,05; всего 0,15

Полученные результаты и их обсуждение. Исследование зависимости начальной скорости реакции от концентрации гидроксида натрия провели для сплава Д16 и для алюминия в диапазоне молярных концентраций $C_{\text{NaOH}} = 2\text{--}12$ моль/л. На рис. 1 представлена зависимость начальной скорости реакции от молярной концентрации раствора NaOH. Установлено, что зависимости имеют максимум около концентрации $C_{\text{NaOH}} = 6$ моль/л. При этой концентрации более высокая скорость реакции наблюдается у сплава Д16.

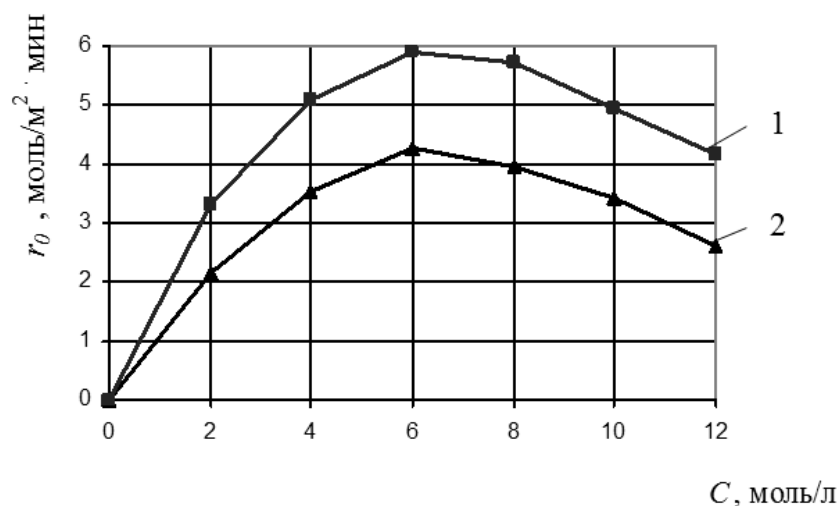


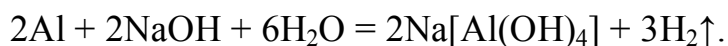
Рис. 1. Зависимость начальной скорости реакции r_0 для сплава D16 (1) и алюминия (2) от концентрации гидроксида натрия ($T = 25^\circ\text{C}$)

Уменьшение начальной скорости реакции после максимума некоторые исследователи связывают с образованием на поверхности твердых алюминатов или продуктов их гидролиза. По-нашему мнению, уменьшение начальной скорости реакции после максимума может быть также связано с уменьшением термодинамической активности воды, которая участвует в процессах гидратации катионов и анионов.

Из полученных результатов следует, что в технологическом процессе получения высокодисперсных порошков можно использовать растворы с концентрацией гидроксида натрия до 6 моль/л, поскольку при более высоких концентрациях NaOH скорость реакции уменьшается.

В реакции алюминия с водным раствором гидроксида натрия через 2 – 4 мин после начала реакции скорость реакции r становится максимальной и приобретает некоторое постоянное значение, которое сохраняется в течение 40 – 50 мин. При молярной концентрации гидроксида натрия $C_{\text{NaOH}} = 6$ моль/л для алюминия максимальная скорость составляла $r \approx 4,6$ л/(м²·мин). Для сплава Д16 максимальная скорость реакции r составляла приблизительно 6,1 л/(м²·мин).

Взаимодействие алюминия с раствором NaOH является сложным гетерогенным процессом, который описывается уравнением реакции:



Известно, что медь, магний, железо, которые входят в состав сплава Д16, не реагируют с водными растворами щелочей. Увеличение скорости выделения

водорода может быть связано с особенностями структуры алюминиевого сплава Д16 (например, с уменьшением размеров зерна кристаллитов).

Для оценки зависимости начальной скорости реакции с раствором NaOH от температуры были получены кинетические кривые для сплава Д16 и алюминия при температурах 20, 35, 50 °С ($C_{\text{NaOH}} = 4$ моль/л). После обработки кинетических кривых по начальным скоростям оценили значения энергии активации. Установлено, что эффективная энергия активации для реакции алюминия с водным раствором гидроксида натрия составляет $E_a \approx 57$ кДж/моль ($C_{\text{NaOH}} = 4$ моль/л), а для сплава Д16 – $E_a \approx 60$ кДж/моль. Полученные значения эффективной энергии активации свидетельствуют о том, что реакции алюминия и алюминиевого сплава Д16 с раствором гидроксида натрия протекают в кинетическом режиме.

Выводы. Экспериментально изучены кинетические особенности реакции сплава Д16 с водным раствором гидроксида натрия в диапазоне концентраций $C_{\text{NaOH}} = 2\text{--}12$ моль/л. Установлено, что максимальная скорость выделения водорода для сплава Д16 больше, чем для алюминия.

Для сплава Д16 и алюминия исследована зависимость начальной скорости реакции от концентрации гидроксида натрия в водном растворе. Установлено, что она имеет максимум при концентрациях гидроксида натрия около 6 моль/л.

Изучена зависимость начальной скорости изученных реакций от температуры. Проведена оценка эффективной энергии активации.

Результаты проведённого исследования могут быть использованы при проектировании автономных генераторов водорода, а также при разработке технологии получения порошковых материалов на основе оксида алюминия из отходов машиностроительных производств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации [соглашение № 14.577.21.0009; уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57714X0009] на оборудовании Центра коллективного пользования МГИУ «Наукоемкие технологии в машиностроении».

ОКИСЛИТЕЛЬНО-ВОСТАНОВИТЕЛЬНОЕ ДИСПРОПОРЦИОНИРОВАНИЕ ИОДА В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

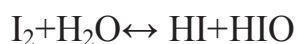
Н.А.Богатов, Г.Н.Фадеев

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
кафедра ФН-5 (Химия)*

Работа является частью исследований, проводимых на кафедре химии МГТУ им. Н.Э. Баумана по влиянию колебаний инфразвукового диапазона на физико-химические системы [1-3]. Экспериментальное изучение звукохимических превращений, происходящих в иодсодержащих биохимически активных структурах в поле низкочастотных воздействий, показало [4-7], что при звукохимических превращениях особую роль играет состояние иода.

В предыдущей работе [8] экспериментально исследовалось влияние на обратимое обесцвечивание иода температурного воздействия: при нагревании раствор иода теряет свой цвет, а при охлаждении восстанавливает. Оказалось, однако, что при некоторых условиях [9-10] цвет исчезает необратимо. В случае низкочастотных воздействий, при введении колебаний внутрь раствора, оптическая плотность уменьшается необратимо – раствор становится бесцветным и его окраска не восстанавливается.

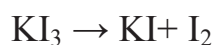
Цель данной работы – изучение особенностей действия низкочастотных колебаний на молекулярный иод в воде и растворах иода, содержащих в качестве добавки иодид калия KI, так как на практике обычно используют стандартные раствора иода, включающие некоторое количество KI. Представляет существенный интерес выяснить: влияет ли, и каким образом, иодид калия, многократно увеличивающий растворимость иода, на кинетическую картину окислительно-восстановительной реакция диспропорционирования молекулярного иода:



За кинетикой звукохимического процесса наблюдали методом измерения оптической плотности. Детальные исследования проводились при $\lambda = 440$ и 590 нм. Изучались растворы с исходной оптической плотностью $D(\text{KI-I}_2\text{-H}_2\text{O}) = 0,55$ и $D(\text{I}_2\text{-H}_2\text{O}) = 0,6$. В обеих изученных системах обнаружено значительное

уменьшение оптической плотности под действием низкочастотных колебаний по сравнению с контрольными растворами. Изменения оптической плотности систем I_2-H_2O и $KI-I_2-H_2O$ фиксировались при акустическом воздействии в диапазоне от 2 до 30 Гц. Найден интервал *оптимальных частот*, при которых эти изменения происходят с максимальной скоростью. Установлено, что при частоте 10 Гц и интенсивности звукового воздействия 45 дБ максимальное уменьшение оптической плотности для системы $KI-I_2-H_2O$ составляет 14%, а для системы I_2-H_2O при оптимальном диапазоне частот 12-15 Гц изменения составляют гораздо большую величину 74-80%.

Звукохимическое превращение молекулярного иода в исследованных системах I_2-H_2O и $KI-I_2-H_2O$ идет с различной скоростью. Рассчитаны константы скорости реакции для каждого из исследованных растворов $KI-I_2-H_2O$ и I_2-H_2O в диапазоне частот от 2 до 35 Гц. Полученные экспериментальные данные подтверждают, что в поле низкочастотных акустических воздействий звукохимическое превращение молекулярного иода в системах I_2-H_2O и $KI-I_2-H_2O$ проходит с различной скоростью потому, что присутствие KI в растворе I_2-H_2O существенно замедляет процесс обесцвечивания иодосодержащих систем. Вероятно, это связано с необходимостью предварительного разрушения комплекса KI_3



После распада комплекса в результате действия низкочастотного акустического поля происходит ускорение процесса окислительно-восстановительного диспропорционирования иода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фадеев Г.Н. , Васильева Н.Н., Попруга А.И. Травление печатных плат в поле акустических колебаний //Юбилейная конференция – 170 лет МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сб.научн. тр./Изд-во МГТУ, 2000, С.24.
2. Fadeev G.N., Kuznetsov N.N.,Beloborodova E.F. , Matakova S.A. The Influence of the Acoustic Resonance Frequency on Chemical Reactions in Solution // Russian Journal of Physical Chemistry A, 2010,V. 84, No.13, pp. 54-58
3. Фадеев Г.Н. , Белобородова Е.Ф., Кузнецов Н.Н., Мчедлидзе М.Т. Особенности травления металлов в поле низкочастотных воздействий.// Шестая

Всероссийская конференция «Необратимые процессы в природе и технике», М.:МГТУ,2011,Ч.1 С.332-335.

4. Фадеев Г.Н. , Болдырев В.С., Ермолаева В.И. Биологически активные клатраты в поле действия низкочастотных акустических колебаний// Доклады Академии наук . 2012. Т. 446. № 4. - С. 638 - 642

5. Fadeev G.N., Boldyrev V.S., Ermolaeva V.I., Biologically active clathrates amiloiodin and amilopektoiodin under exposure to low-frequency // 7-th European Symposium on Non-Lethal Weapons. (.Ettlingen, Fraunhofer-Institut fur Chemische Technologie). Germany, 3-5 June, 2013. - P. 50-1 – 50-8.

6. Фадеев Г.Н Болдырев В.С., Ермолаева В.И., Елисеева Н.М. Клатратные комплексы иод-крахмал в поле низкочастотных акустических воздействий// Журнал физической химии. 2013. Т. 87. № 1. - С. 40-46

7. Fadeev G.N., Boldyrev V.S., Margulis M.A., Nazarenko B.P. Iodine – starch clathrate complex under the impact of acoustic field // Russ. J. of Phys. Chem. A. 2013. V. 87. № 9. – P. 1588-1591.

8. Фадеев Г.Н., Синкевич В.В., Болдырев В.С. Термически обратимое равновесие в системе иод- крахмал//Актуальные проблемы химического и экологического образования: Сб.научн. трудов 61-й Всеросс научно-практич. конф.с международным участием. СПб.: Изд-во РГПУ; ООО «Копи-Р Групп» 2014 . -С.351-353.

9. Богатов Н.А. Иод-крахмальный комплекс в поле низкочастотных акустических воздействий // Молодежный научно-технический вестник. Электрон. журн. 2014. № 3. Режим доступа: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/717470.html> (дата обращения: 09.10.14.).

10. Богатов Н.А. Иод-крахмальный комплекс амилопектоиодин в поле термического воздействия // Молодежный научно-технический вестник Электрон. журн. 2014. № 6. Режим доступа: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/723379.html> (дата обращения: 09.10.14.).

МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ СВЧ-ДИАПАЗОНА ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВ

Р.Ю. Герасимов, Г.Н. Фадеев, Ю.В. Герасимов, Е.А. Кондракова

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

E-mail: gerfad@mail.ru

В работе представлен способ регистрации спектров радиоволновых излучений СВЧ-диапазона сканирующим широкополосным приёмником. Излучения возникают вследствие возбуждения переменных высокочастотных токов смещения и проводимости в объекте контроля, помещённом между гибкими обкладками ёмкостного рабочего датчика. Результаты измерений - получаемые спектры – подвергаются анализу на аппаратно-программном комплексе (АПК).

Экспериментальная часть. Особенности метода. В контролируемом объекте внешним электромагнитным излучением возбуждают наведенное электромагнитное поле (рис.1). Облучение производится с помощью двух проводящих гибких пластин через две диэлектрические пластины, играющие роль своеобразного конденсатора, между которыми устанавливают контролируемый объект. В результате возникают макротоки и характерные для ёмкостного элемента токи смещения. Диэлектрические пластины определенным образом выкладываются по контуру исследуемого объекта. Вследствие этого поле (излучаемое объектом) и спектральные характеристики становятся объектно-ориентированными, т.е. сам объект становится излучателем электромагнитных волн.

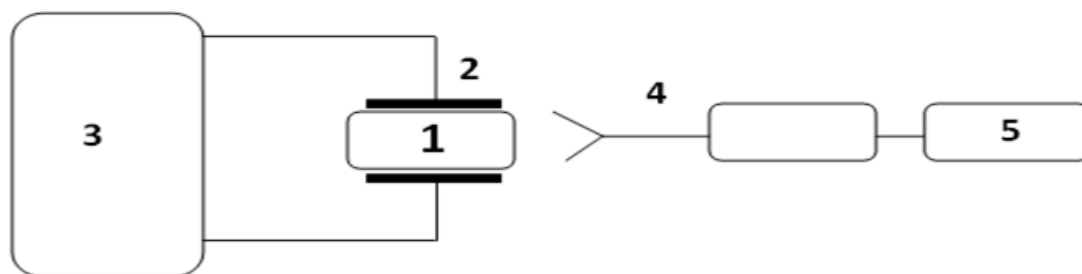


Рис. 1. Схема метода контроля: 1 - объект контроля; 2 - обкладки ёмкостного рабочего датчика; 3 - генератор высокочастотного напряжения; 4 - сканирующий приёмник; 5 - персональный компьютер.

Для позиционирования деталей исследуемых объектов пластины самого прибора выполняются из набора отдельных элементов. Для сканирования неоднородностей и выделения сигналов по отдельным элементам используется сканирующее устройство, управляемое АПК.

Наличие двух диэлектрических пластин сводит к минимуму отражения от их внешних поверхностей. Это, соответственно, приводит к минимальному уровню возбуждения поверхностных волн, что обеспечивает повышение разрешающей способности.

Перед проведением контроля производится настройка основных элементов, входящих в структурную схему (рис. 1): колебательного контура, сканирующего прибора, персонального компьютера и программного обеспечения. Затем на объекте контроля 1, закрепляют электрическую ёмкость 2, которая вместе с генератором переменного высокочастотного напряжения 3, составляет электромагнитный колебательный контур. Далее подают переменное высокочастотное напряжение. Изменение частоты электромагнитной волны радиоволнового диапазона фиксируют приемной антенной 4, связанной со сканирующим устройством. Сигнал со сканирующего устройства обрабатывают на персональном компьютере 5. Проводят сравнение сигнала от объекта контроля с типовыми сигналами от базы эталонных сигналов.

Метод позволяет фиксировать либо отклонения от стандартного объекта, либо наблюдать различия в спектральной картине и определять наличие индивидуальных особенностей веществ – исследуемых объектов. Универсальность метода позволяет анализировать и макро- и микрообъекты, а так же сравнивать структуру твердых и жидких систем, а так же наличие в них примесей до наноразмерных величин (разрешающая способность метода 5-10 нм).

Обсуждение результатов. Нами был проведен ряд экспериментов с водными растворами и водой в различных агрегатных состояниях.

На рис. 2 представлены результаты экспериментов по сравнительному анализу содержания в дистиллированной воде солей щелочных металлов NaCl

и LiCl. В результате обработке спектров и вычете спектра самой воды из спектров растворов ($A[\text{примеси}](\nu_i) = A[\text{воды}](\nu_i) - A[\text{раствор солей}](\nu_i)$) были получены (рис. 2) графики.

При сопоставлении спектральных картин можно определить как наличие веществ, так и их количество: диаграммы с различными концентрациями отличаются по амплитуде.

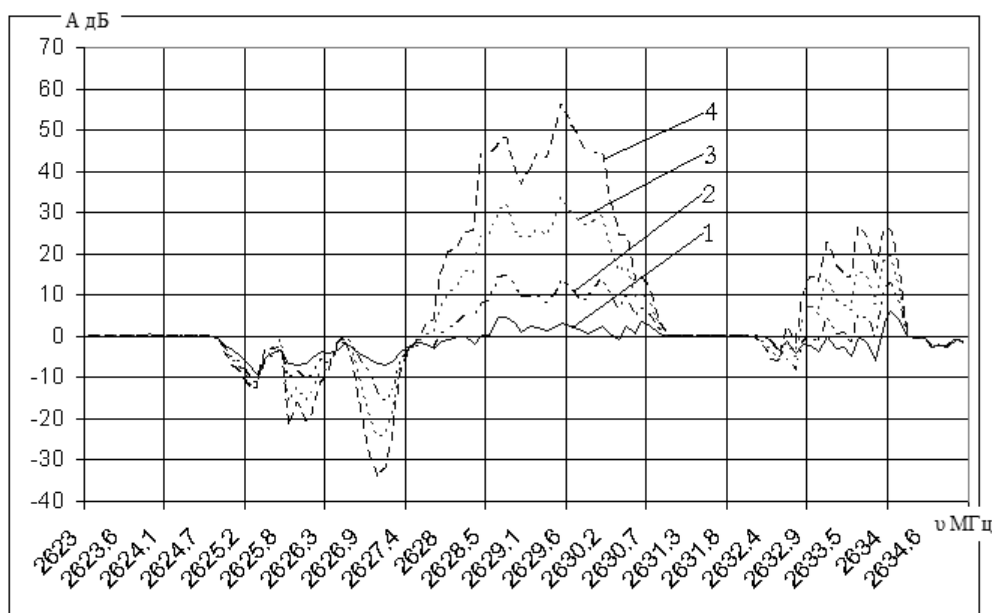


Рис. 2. Результат обработки данных для растворов различной концентрации.

1- 10% NaCl; 2- 15% NaCl; 3- 10% LiCl; 4- 15% LiCl.

Надо отметить, что вещества, используемые в экспериментах, представляют собой хлориды, поэтому различия в спектрах хлоридов натрия (кривые 1, 2) и хлоридов лития (кривые 3, 4) позволяют оценить вид катионов.

По изменениям спектров в зависимости от агрегатного состояния и температуры можно судить об изменениях в структуре воды. На Рис. 3. приведена спектральная картина изменений в зависимости от состояния, в которой находится дистиллированная вода.

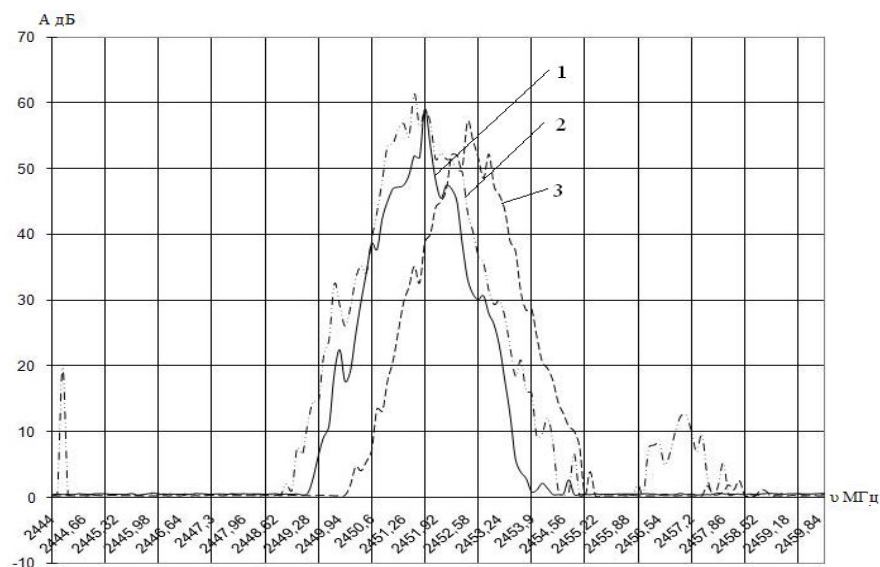


Рис. 3. Спектры дистиллированной воды в различном состоянии: 1 - исходное 26 °С; 2 - 0 °С, 3 – оттаявшая до 26 °С.

С целью оценки пределов чувствительности метода нами были проведены эксперименты по определению микроскопических примесей. На (рис. 4.) приведены огибающие спектры для различных образцов. При сравнительном анализе спектров образцов дистиллированной воды видно, что по мере увеличения примесей спектр смещается в сторону более низких частот.

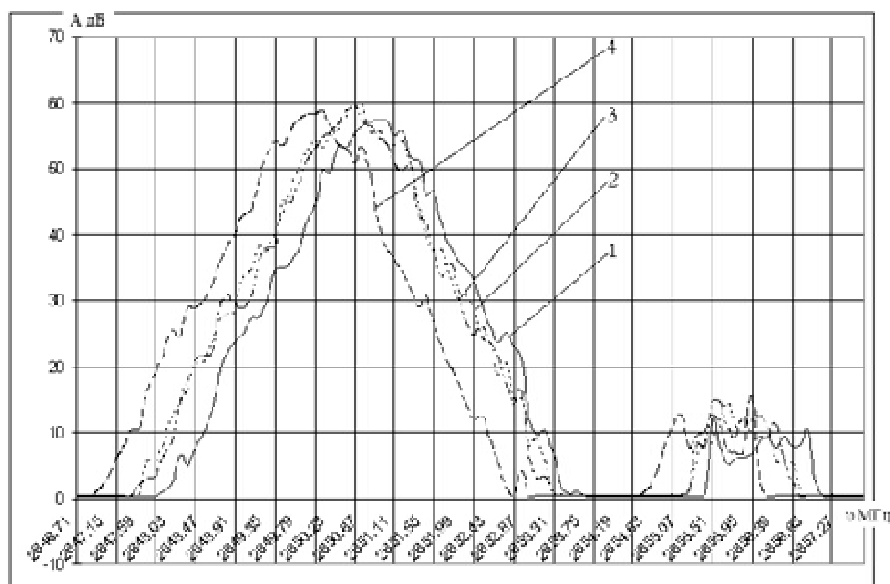


Рис. 4. Спектры бидистиллированной воды 1-Эталонный образец; 2,3-вода с техническими примесями; 4-вода из дистиллятора с длительной эксплуатации.

На (рис. 4.) у диаграмм (2), (3), (4) максимумы заметно смещены относительно диаграммы (1) эталонного образца. Различия между эталоном и образцом из дистиллятора с длительной эксплуатации можно объяснить тем, что в процессе эксплуатации на рабочих поверхностях происходило накопление примесей. Различия между эталоном и образцами воды (2), (3) свидетельствуют о загрязнениях технического характера. Таким образом, предлагаемый метод может служить для определения и оценки состава не только твердофазных [4], но и жидкофазных систем.

Список литературы.

1. Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. Издание 2, исправленное. – М.: Высшая школа, 2001. – 485 с
2. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.*, Фейнмановские лекции по физике. Вып.3: Излучение. Волны. Кванты: Пер. с англ./ Под ред. Я.И.Смординского. Изд.4-е, испр. – М.:УРСС, 2004. – 240 с.
3. *Герасимов Р.Ю., Фадеев Г.Н., Герасимов Ю.В.* Необратимые процессы в природе и технике// Сборник научных трудов выпуск III – Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010. – С. 137-143.
4. *Герасимов Р.Ю., Фадеев Г.Н.* Актуальные проблемы фундаментальных наук// Сборник трудов. – М.: НИИ РЛ МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. – С. 150-153.
5. *Герасимов Р.Ю.* Тезисы докладов: Российской Школы конференции с международным участием «Математика, информатика, их приложения и роль в образовании» - Москва Типография РУДН, 2009 – С. 114-118.
6. *Бовенко В.Н., Герасимов Р.Ю., Горобец Л.Ж.* Радиоспектроскопия продуктов сверхтонкого измельчения // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010. Аннотации докладов. В 3 томах. Т.2. Нанопизика и нанотехнологии. Фундаментальные проблемы науки. М.: НИЯУ МИФИ, 2010. С.73-74.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЦИОНАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОГО ПОРШНЯ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ НАНОСПУТНИКА

Ю.В. Герасимов, А.Г. Маслов

В работе приводится решение задачи об определении рациональных параметров и состава частиц, оптимизирующих взаимодействие плазменного поршня с метаемым объектом, в частности - наноспутником. Оптимизация параметров плазменного образования необходима для решения множества проблем. Например: частицы-носители тока при воздействии на поверхность внедряются в эту поверхность, выбивают атомы из кристаллической решётки в междоузлье и т.д., что приводит к радиационной пористости, увеличению удельного объёма материала поверхности и к её разогреву, вплоть до фазовых переходов, и разогреву материала ведущего устройства. Описанные эффекты приводят к резкому снижению эффективности взаимодействия плазменного образования с поверхностью воздействия. Соответственно, оптимизация параметров позволит повысить КПД перспективных рельсотронных систем ускорения наноспутника. Подобная рационализация выгодна также при практически любом взаимодействии плазмы с поверхностью или полем. В данной работе приводится алгоритм нахождения рациональных параметров плазменного образования, позволяющих обеспечить нормальное падение частиц-носителей тока на поверхность воздействия.

В этом докладе представлено решение центральной задачи об определении рациональных параметров многокомпонентного плазменного образования, таких как масса и заряд частиц, составляющих этот объект и подбор рациональных частиц для установки, позволяющей выводить наноспутники на орбиту Земли и других астрономических объектов. Основные внешние параметры взяты для случая электромагнитного ускорения макротела в канале рельсотрона, однако данная задача возникает при любом воздействии плазменного образования на некоторую поверхность. Данная оптимизация

может быть произведена, исходя из множества предположений. В первом приближении, описываемом в этой работе, рассмотрены экстремумы, исходя из условия нормального падения частиц многокомпонентного плазменного образования на поверхность воздействия, то есть когда вектор скорости частицы параллелен оси x . Для разных видов траекторий это происходит в разные моменты времени.

Полученные оптимальные параметры плазменного образования для глобальной установки значительно разнятся с рациональными параметрами, полученными для экспериментальной установки, как и предполагалось изначально. В силу того, что макропроцессы не могут быть моделированы микропроцессами.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРОКА СЛУЖБЫ ЦИРКОНИЕВЫХ ТРУБ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ АТОМНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ

Ю.В.Герасимов, И.А.Константинова

Межкафедральный «Центр быстропротекающих процессов»

МГТУ им. Н.Э.Баумана

В процессе функционирования тепловыделяющие элементы атомных электростанций подвергаются электромагнитным излучениям, бомбардировке нейтронами и другими частицами, резким перепадам температур. Циркониевые трубы твэлов со временем становятся все более и более пористыми, что в свою очередь влияет на геометрические размеры. «Распухание» материала приводит к выборке технологических зазоров и выходу системы из рабочего состояния.

Задачей данной работы является нахождение пористости и акустической жёсткости циркониевой трубы при помощи ультразвука, что позволяет сделать прогноз срока службы конструкции.

Данная задача актуальна, так как современный инженер обязан обеспечить бесперебойное и безаварийное функционирования всех частей АЭС. В частности стабильную работу твэлов. Для этого и необходим контроль пористости материала циркониевых труб.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ОДНОТРОСОВОГО КАНАТА ОБУСЛОВЛЕННОГО ДАВЛЕНИЕМ НА БАРАБАН

И.В. Бельмас

Днепродзержинский государственный технический университет, Украина

А.Л. Колосов

Московский государственный университет технологий и управления, Россия

Д.Л. Колосов

Национальный горный университет, Украина

Введение. Вопросы взаимодействия плоского тягового органа с барабаном рассматривались в ряде работ, однако влияние конструкции каната на распределение напряжений в резиновой оболочке на участке взаимодействия с барабаном в них не исследовалось. Определение влияния конструкции резинотросового каната на коэффициент концентрации напряжений в нем при взаимодействии с барабаном подъемной машины – **актуальная** научно-техническая **задача**, решение которой позволит обоснованно подбирать резинотросовый канат для подъемных установок нового поколения.

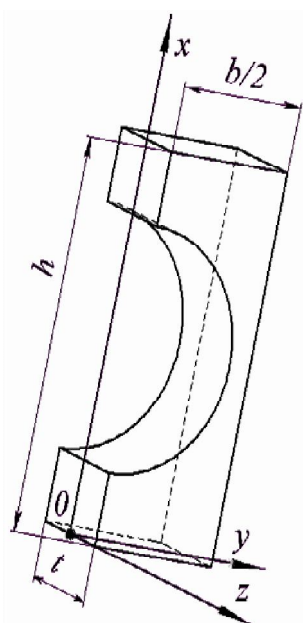


Рис. 1. Симметричная часть регулярно повторяющегося элемента резиновой оболочки

Цель работы и постановка задачи исследования. Между канатом и барабаном в общем случае действуют силы трения и давления. Давление по длине каната можно считать равномерно распределенным. По ширине каната (барабана) силы давления распределены циклически с шагом, равным шагу расположения тросов. Силы натяжения тросов в канате, благодаря их взаимной связи резиновой оболочкой, распределены практически равномерно. Такая особенность позволяет рассматривать не весь канат, а его часть. Вместе с тем известно и то, что при локальном нагружении образцов значительной ширины, таких как резинотросовые канаты, характер деформирования в средней части образца будет отличаться от характера деформирования крайней. Исследовать характер деформирования каната заданной ширины (с заданным количеством тросов)

сложно. Такую задачу можно упростить, рассмотрев канат из одного троса и

канат с бесконечным числом тросов. Первый случай позволит установить напряженно-деформированное состояние (НДС), присущее крайнему тросу. Второй – тросу, расположенному на значительном расстоянии от края. В работе [1] выполнено исследование НДС однитросового каната, обусловленного передачей тягового усилия от приводного барабана.

Основное содержание. Принятая форма межтросовой резиновой оболочки каната приведена на рис. 1. Будем считать, что канат с барабаном взаимодействует по поверхности $x=h$. По этой поверхности в случае условного приклеивания каната, перемещения каната относительно барабана отсутствуют

$$u_y = u_x = u_z = 0. \quad (1)$$

На поверхность $x=0$ не действуют внешние силы, поэтому

$$X_x = 0, X_z = X_y = 0. \quad (2)$$

Граничные условия для поверхности $y=0$

$$u_y = 0, X_y = Z_y = 0. \quad (3)$$

По поверхности $y=b/2$

$$Y_y = 0, Z_y = 0, X_y = 0. \quad (4)$$

По поверхностям $z=\pm t/2$ не действуют касательные напряжения, поэтому должны выполняться условия

$$Z_x = Z_y = 0, u_z = 0. \quad (5)$$

К тому же должны быть реализованы условия равенства перемещений всех точек, соответствующих месту расположения троса

$$u_x = 1, \text{ если } y^2 + \left(x - \frac{h}{2}\right)^2 \leq \left(\frac{d}{2}\right)^2. \quad (6)$$

Поэтому вместо условий (5) примем следующие условия: $u_z = 0, Z_y = 0$.

В приведенных граничных условиях перемещения обозначены буквой u , направление перемещения – индексом, соответствующим оси координат. Касательные напряжения обозначены Z_x и Z_y . Нормальные напряжения обозначены двумя одинаковыми буквами, совпадающими с соответствующим направлением, например Z_z .

В канате значительной длины все сечения остаются плоскими без их взаимного смещения. Представленные условия соответствуют неизменности высоты образца и отсутствию сдвигов. Определим граничное условие при

$z = \pm t/2$. Перемещение поверхностей, соответствующих тросам, зададим некоторой величиной δ . По другим поверхностям касательные напряжения отсутствуют $Z_x = 0$

$$\begin{cases} y^2 + \left(x - \frac{h}{2}\right)^2 \leq \left(\frac{d}{2}\right)^2, & u_x = \delta; \\ y^2 + \left(x - \frac{h}{2}\right)^2 > \left(\frac{d}{2}\right)^2, & Z_x = 0. \end{cases}$$

Обеспечить выполнение такого условия сложно. Заменим его условием

$$\sqrt{u_x Z_x} = \begin{cases} 1, & \text{если } y^2 + \left(x - \frac{h}{2}\right)^2 \leq \left(\frac{d}{2}\right)^2; \\ 0, & \text{если } y^2 + \left(x - \frac{h}{2}\right)^2 > \left(\frac{d}{2}\right)^2. \end{cases} \quad (7)$$

С учетом граничных условий, примем бигармоническую функцию (функцию Эри) для рассматриваемой схемы нагружения каната в следующей форме

$$\varphi = \sum_{n=1}^K \sum_{m=1}^K A_{n,m} \left[\operatorname{sh}(C_{n,m}z) + D_{n,m}z \operatorname{ch}(C_{n,m}z) \right] \sin(N_n x) \cos(M_m y), \quad (8)$$

$$\text{где } N_n = \frac{(n+1/2)\pi}{h}; M_m = \frac{2(m+1/2)\pi}{b}.$$

В приведенной зависимости суммирование ограничено некоторой величиной K . При определении НДС каната нас интересуют несколько параметров. Перемещения вдоль тросов – оси x для выбранной функции имеют следующий вид

$$u_x = \sum_{n=0}^K \sum_{m=0}^K A_{n,m} \left[\operatorname{ch}(C_{n,m}z) + D_{n,m} \left(\frac{\operatorname{ch}(C_{n,m}z)}{C_{n,m}} + z \operatorname{sh}(C_{n,m}z) \right) \right] \times \\ \times \frac{C_{n,m}}{2} \cos(N_n x) \cos(M_m y). \quad (9)$$

Напряжения сдвига в плоскостях, параллельных условной плоскости

$$Z_x = \sum_{n=0}^K \sum_{m=0}^K A_{n,m} \left[\operatorname{sh}(C_{n,m}z) + D_{n,m} \left(2 \frac{\operatorname{sh}(C_{n,m}z)}{C_{n,m}} \mu + z \operatorname{ch}(C_{n,m}z) \right) \right] C_{n,m}^2 \times \\ \times \cos(N_n x) \cos(M_m y) n. \quad (10)$$

Искомое нормальное давление

$$X_x = \sum_{n=0}^K \sum_{m=0}^K A_{n,m} \left[\operatorname{sh}(C_{n,m}z) C_{n,m} n^2 + D_{n,m} \left(z \operatorname{sh}(C_{n,m}z) \mu C_{n,m} n^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \operatorname{ch}(C_{n,m}z) z (2\mu C_{n,m}^2 + n^2) \right) \right] \times \\ \times \sin(N_n x) \cos(M_m y). \quad (11)$$

Значения неизвестных постоянных найдем из условия (7), разложив его в двойной ряд по косинусам

$$f(n, m) = \frac{8 \int_0^{h/2} \int_0^{b/2} Z_{x=t/2} \cos(x N_n) \cos(y M_m)}{b h}.$$

Окончательно, выражение для определения неизвестных постоянных примет вид

$$A_{n,m} = \frac{f(n, m) \left[\operatorname{sh}\left(C_{n,m} \frac{t}{2}\right) C_{n,m} + D_{n,m} \left(2 \operatorname{sh}\left(C_{n,m} \frac{t}{2}\right) \frac{\mu}{C_{n,m}} + \frac{t}{2} \operatorname{ch}\left(C_{n,m} \frac{t}{2}\right) \right) \right]^{-0.5}}{\sqrt{2 \left[\operatorname{ch}\left(C_{n,m} \frac{t}{2}\right) C_{n,m} + D_{n,m} \left(\operatorname{ch}\left(C_{n,m} \frac{t}{2}\right) + \frac{t}{2} \operatorname{sh}\left(C_{n,m} \frac{t}{2}\right) \right) C_{n,m} \right] C_{n,m}^2 n}}.$$

Установленные значения неизвестных постоянных позволили получить ряд результатов относительно напряженно-деформированного состояния резинового образца с условным тросом единичного диаметра при единичном деформировании. Так, на рис. 2 показано распределение перемещений поверхности резинового образца при $z = \pm \frac{t}{2}$ – кривая 1. Отметим, что полученное распределение практически полностью совпадает с распределением при $z = 0$. На рис. 2 также показаны контуры троса – кривая 2. Практически совпадает и распределение касательных напряжений (рис. 3). Распределение нормальных напряжений в резиновой матрице в плоскости, параллельной барабану и касательной к цилиндрической поверхности, соответствующей поверхности условного троса, показано на рис. 4. Из графиков видно, что нормальные напряжения, возникающие в резине, изменяются по ширине образца и, как в рассмотренном случае сдвига тросов [1], отличаются от нуля только напротив троса. Максимальных значений они достигают при минимальном расстоянии от поверхности троса до поверхности прижатой к барабану резиновой оболочки каната. Вместе с тем, характер распределения напряжений зависит и от геометрических параметров каната. Исследования показали, что основным фактором, влияющим на коэффициент концентрации

напряжений k (отношение максимальных напряжений к средним), является толщина резинового слоя между тросом и барабаном. Указанная зависимость имеет линейный характер (рис. 5).

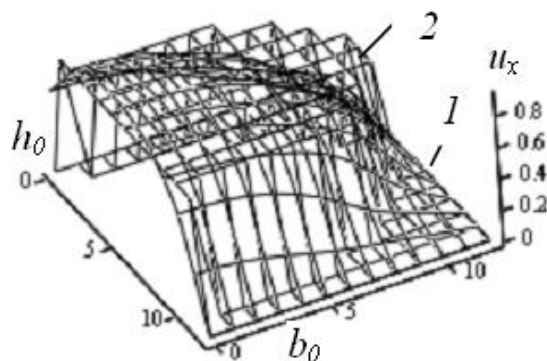


Рис. 2. График распределения перемещений в резиновой оболочке каната с одним тросом

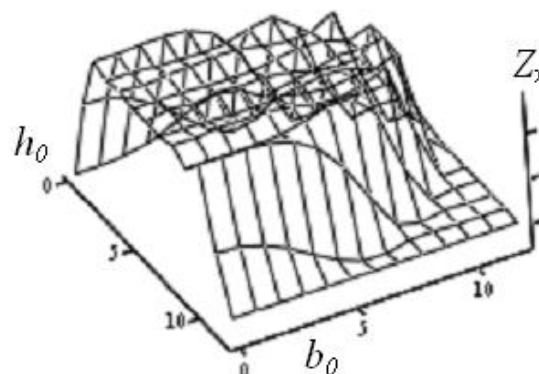


Рис. 3. График распределения касательных напряжений в резиновой оболочке каната с одним тросом

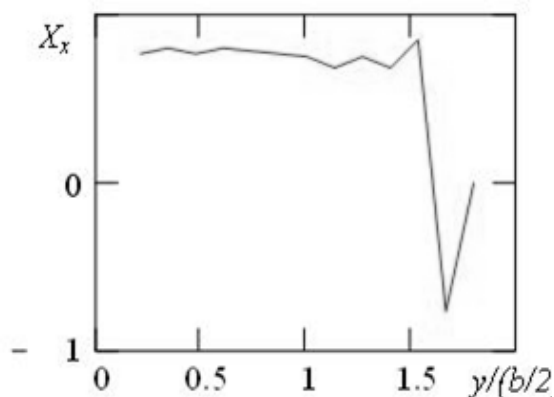


Рис. 4. График распределения нормальных напряжений в резиновой оболочке каната с одним тросом

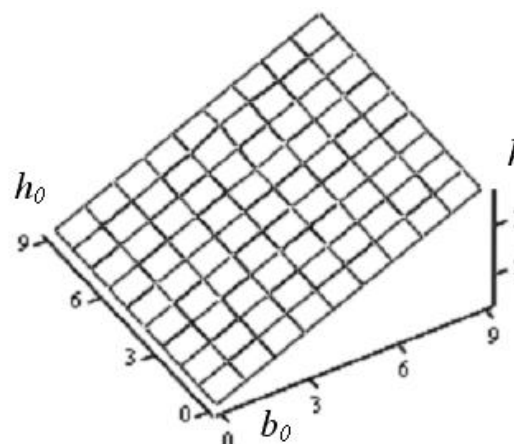


Рис. 5. Зависимость коэффициента концентрации напряжений от параметров однитросового каната

Полученная зависимость коэффициента концентрации напряжений от параметров каната позволяет учитывать распределение напряжений в резиновой оболочке при проектировании подъемных машин с резиновотросовым тяговым органом.

1. Kolosov D., Dolgov O., Kolosov A. Analytical determination of stress-strain state of rope caused by the transmission of the drive drum traction / Progressive Technologies of Coal, Coalbed Methane, and Ores Mining. – CRC Press/Balkema. – Netherlands. – 2014. – P. 499-504.

ВЛИЯНИЕ ЛАКОВЫХ ПОКРЫТИЙ С УНТ ПРОВОЛОЧНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭГД-ТЕЧЕНИЙ

А.Е. Кузько, А.В. Кузько, А.В. Куценко

Юго-Западный государственный университет

В настоящее время, кроме уникальных механических свойств углеродных нанотрубок (УНТ), практический интерес к ним подогревается ещё одним их размерным эффектом – баллистической проводимостью. Т.е. отсутствием электрического сопротивления движению электрона внутри УНТ. Это свойство перспективно для применения покрытий с УНТ в различных электродных системах [1], а большое aspectное соотношение УНТ уже с успехом применяется в усилении локальных электрических полей для холодных катодов [2]. В данной работе будет описано исследование инжекционной способности медных электродов с покрытиями (в т.ч. с УНТ) для ЭГД-теплообменника. Особый интерес для создания интенсивного ЭГД-течения представляют электродные системы из проволочек [3].

Применение электрических полей в качестве активного метода интенсификации различных физико-химических процессов в современных производствах в настоящее время является одним из перспективных направлений эффективного управления электроконвективным тепло-, массообменом в химических производствах, космической технике, немеханических переключателях, устройствах автоматики и др. Однако, электрохимические загрязнения ЭГД-систем и эрозия поверхностных структур металла при инжекции зарядов [4], несмотря на возможность с помощью современного оборудования учесть геометрию структур поверхности в расчёте зарядообразования [5], затрудняют прогнозируемую работу и уменьшают ресурсные параметры ЭГД-систем. Выход из затруднительного положения может быть найден поиском электродных покрытий, которые исключают эрозию поверхности и в то же время способствуют зарядообразованию за счёт возможного туннелирования электронов через толщу покрытия. В работе [6] указывается на обнаруженный эффект усиления зарядообразования с проволочных электродов покрытых лаком, в отличие от электродов с открытой поверхностью. Поэтому целью работы было экспериментальная проверка влияния различных покрытий на интенсивность ЭГД-течений в системе параллельных медных проволок.

Для изготовления катодов (так как показывает эксперимент [6], наиболее интенсивной является инъекция отрицательных зарядов) была использована медная проволока диаметром 0.8 и 0.7 мм. Проволока вытягивалась с относительным удлинением 10%, для выравнивания и придания прочности, удобной для монтажа. Для исследования было подготовлено 9 образцов пронумерованных проволок-катодов: 1–медная проволока, покрытая масляно-битумным лаком; 2–медная проволока без покрытия, обработанная наждачной бумагой P240 (с размером зерна 56-60 мкм); 3–медная проволока, покрытая лаком с добавлением многослойных УНТ FloTube 9000 компании Cnano; 4–медная проволока, покрытая полиуретановым лаком в 1 слой; 5–медная проволока, покрытая лаком с добавлением УНТ, полученных в региональном центре ЮЗГУ пиролизическим методом; 6– медная проволока, покрытая полиуретановым лаком в 2 слоя.

Для изготовления использовался полиуретановый лак Urethane Clear (свойства получаемого покрытия чистого лака см. в таблице 1), в который добавлялись УНТ двух видов: УНТ Cnano FloTube 9000 и УНТ, полученные пиролизическим методом в региональном центре ЮЗГУ (рис. 1 и 2). Массовая доля УНТ в лаке составляла 1,5 %. Размешивание УНТ в лаке производилось ультразвуковым диспергатором УЗД1-1,0/22 в закрытых капсулах.

Таблица 1 – Свойства покрытия из полиуретанового лака Urethane Clear

Диапазон рабочих температур	$-40^{\circ}\text{C} \dots +130^{\circ}\text{C}$
Электрическая прочность	82.9 кВ/мм
Поверхностное сопротивление	$2,5 \cdot 10^{12} \text{ Ом}$
Удельное объемное сопротивление	$5,1 \cdot 10^{14} \text{ Ом}\cdot\text{см}$

Предполагалось, что при покрытии электродов таким лаком, УНТ, сориентированные в толще лака, создадут инъекционные токи, увеличивающие интенсивность ЭГД-течений. Исследование ЭГД-течений, под действием инъекционной способности электродов рассмотренных типов фиксировалось на видеокамеру по методике визуализации пузырьками воздуха Стишкова Ю.К. [6]. Расстояние между электродами оставалось постоянным $\Delta x = 21$ мм и подавалось постоянное напряжение 20 кВ. Все полученные видеоматериалы были оцифрованы и обработаны. Для вычисления скоростей ЭГД-течений,

видеозапись течения разбивалась на кадры длительностью 0.01 с. Далее выбирались кадры (рис. 3), где пузырьки проходили в центральной области течения и по длине их треков определялась скорость.

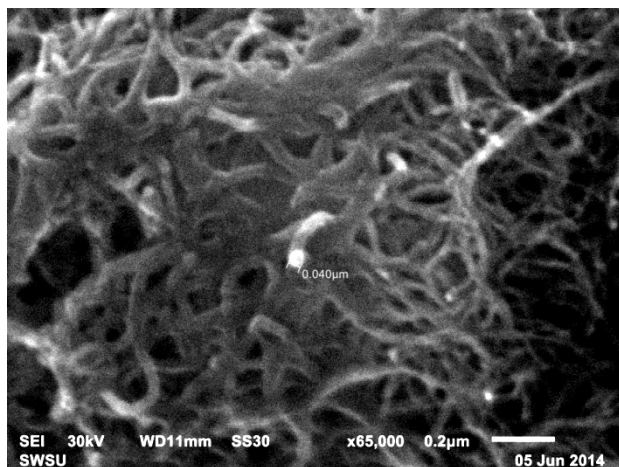


Рис. 1 – Снимок ЭМ многослойных УНТ FloTube 9000 CNANO

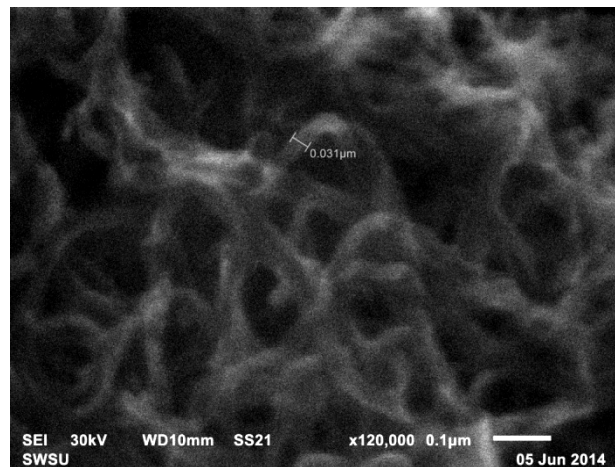


Рис. 2 – Снимок ЭМ УНТ полученных пиролитическим способом (ЮЗГУ)

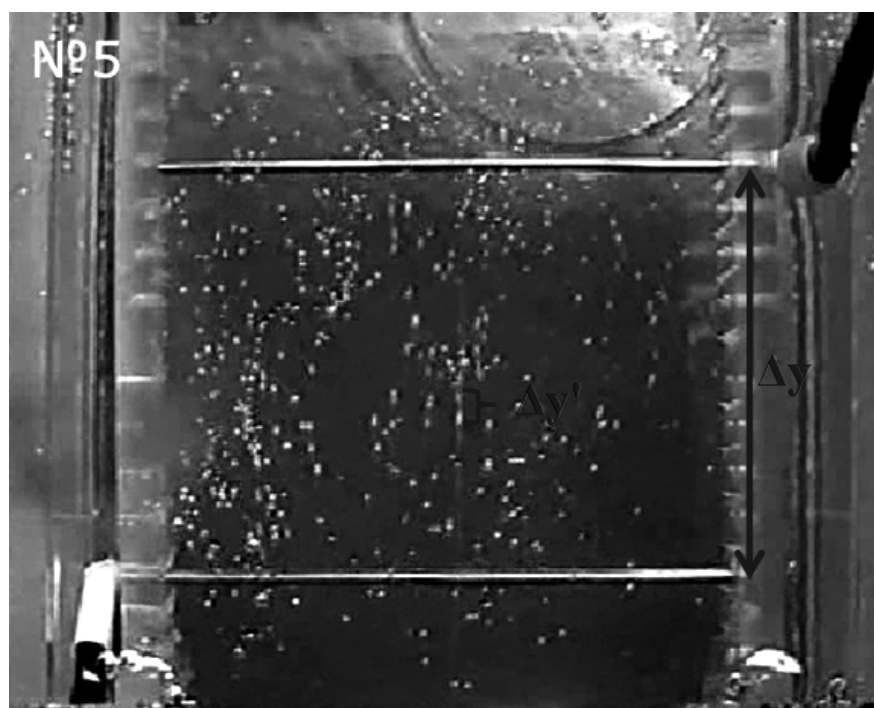


Рис. 3 – Два совмещенных последовательных кадра ЭГД-течений с образцом №5

Для определения масштабного коэффициента измерялось в условных единицах (у.е.) экранной системы координат расстояние Δy между электродами на кадре (рис. 3) и расстояние в естественной системе координат $\Delta x = 21$ мм. Откуда масштабный коэффициент:

$$\alpha = \frac{\Delta x}{\Delta y} \alpha = \frac{\Delta x}{\Delta y}, [\text{мм/у.е.}].$$

Для скорости течения имеем

$$V = \frac{\Delta x'}{\Delta t}, \Delta x' = \alpha \cdot \Delta y',$$

где $\Delta x'$ – длина трека пузырька в естественной системе координат, $\Delta y'$ – длина трека пузырька в экранной системе координат, Δt – промежуток времени между кадрами.

Зависимость усреднённых значений скоростей от типа покрытия катода представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Скорости ЭГД-течений в системах с исследуемыми образцами

№ образца	Скорость течения, мм/с
1	149.1
2	178.5
3	140.6
4	188.1
5	145.2
6	150.1

Результаты исследования не показали положительного эффекта от применения УНТ. Большая интенсивность течений наблюдалась при катоде покрытом одним слоем лака и катоде с обработанной наждачной бумагой поверхностью, что косвенно подтверждает увеличение инжекции с лаковых покрытий [6]. Данный эффект можно объяснить запирающим, для движения зарядов с поверхности структур электродов, действием двойного электрического слоя, который является наиболее плотным на непокрытой поверхности электродов, в отличие от катода с одним слоем. Можно предположить об облегчённом туннелировании зарядов (электронов) на вершинах металлических структур поверхности электродов лака, где его слой наименьший. Однако для двух слоёв лака интенсивность падает. Ожидаемого эффекта усиления интенсивности зарядообразования для лака с УНТ не наблюдалось. Наоборот наблюдался спад проводимости для обоого типа УНТ.

Предполагаемая баллистическая проводимости УНТ, при которой движение электронов внутри трубок происходило бы как по волноводу, без сопротивления, оказалась исключена слишком большой толщиной лака (несколько десятков мкм). УНТ так же находились в скрученном, разориентированном состоянии.

Требуется изменить метод покрытия электродов с достижением упорядоченной ориентации УНТ в слое.

1. Воробьёва А.И. Электродные системы к углеродным нанотрубкам и методы их изготовления / А.И. Воробьёва // УФН. – 2009. – Т.179, № 3. – С. 243–253.

2. Белецкий М.Д. Усиление электрического поля в холодных полевых катодах на основе углеродных нанотрубок / М.Д. Белецкий, Г.С. Бочаров, А.В. Елецкий, Т.Ж. Sommerer // ЖТФ. – 2010. – Т.80, вып.2. – С. 130 – 137.

3. Стишков Ю.К. Моделирование нестационарных электрогидродинамических течений в симметричной системе электродов типа провод-провод / Ю.К. Стишков, И.А. Елагин // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, вып. 9. – С. 15-19.

4. Кузько А.Е. "Особенности изменения микрорельефа поверхностей электродов при электроконвекции в ПМС-50", Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Физика и химия. 2014. № 1. С. 24-30

5. Кузько А.Е., Кузьменко А.П., Лазарев А.Н. Использование АСМ в расчёте инъекции зарядов при электроконвекции Известия Юго-Западного государственного университета. Серия физика и химия. – 2013. – №2. – С. 32 – 37

6. Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках./ Ю.К. Стишков, А.А. Остапенко // – Ленинград.– Изд-во ЛГУ.– 1989.– 176 с.

ШАГАЮЩЕЕ КОЛЕСО

В.В.Лапшин, В.Ю.Кирюхенцева

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Проблема создания и управления движением автоматических двуногих устройств, способных перемещаться подобно человеку, привлекает внимание ученых и инженеров со времен Леонардо да Винчи. Известны различные подходы к решению задачи управления движением двуногих аппаратов. Некоторые из них приведены в работах [1–12]. Если двуногий робот имеет большие управляемые стопы, его движение можно организовать в рамках статической устойчивости. Однако для организации движения двуногого аппарата, способного перемещаться в рамках динамической устойчивости, в том числе аппарата без управляемых стоп, системе управления приходится решать весьма сложную проблему управления механической системой с дефицитом управлений. В этом случае невозможно обеспечить произвольное программное движение по всем степеням подвижности аппарата. Обычно строится периодическое программное движение и разрабатываются алгоритмы стабилизации этого движения. При движении аппарата, способного менять параметры своего движения, системе управления движением приходится интегрировать дифференциальные уравнения движения аппарата даже при движении по простой местности (ровной горизонтальной поверхности или поверхности с небольшими неровностями). В тоже время человек при своем движении естественно не интегрирует дифференциальные уравнения движением, а при движении по простой относительно ровной местности вообще не задумывается о процессе организации ходьбы. Все осуществляется на уровне подсознания. Можно предположить, что управление движением двуногого устройства можно осуществить существенно проще. Возможно ходьба это постоянный процесс падения, при котором для предотвращения падения человек подставляет очередную ногу для предотвращения падения. При этом он может легко менять параметры своего движения. Возможно система управления движением строится достаточно просто за счет существования устойчивых периодических движений по части переменных (автоколебаний) и тогда для управления движением по части переменных можно использовать разомкнутые (без обратной связи) контуры управления аналогично тому, как это делается при движении пассивных двуногих

шагающих устройств [11] и прыгающих аппаратов с упругими элементами в конструкции ног [14–17]. При этом параметры этих устойчивых периодических решений (автоколебаний) могут меняться за счет работы независимых контуров управления движением по другим степеням подвижности аппарата.

Данная работа является первым шагом в попытке разобраться с данной гипотезой. Начнем с исследования объекта существенно более простого, чем двуногий шагающий аппарат, – шагающего колеса или колеса с ногами, который предложил А.М.Формальский [8]. Независимо от него несколько позже эту модель рассмотрел Т.МсГеер [11], полученные результаты он использовал при создании аппарата, демонстрирующего пассивную двуногую ходьбу без использования приводов в шарнирах ног. Шагающее колесо является простейшей моделью движения плоского двуногого шагающего аппарата. Если при движении двуногого аппарата (человека) он, чтобы не упасть вперед подставляет новую ногу, то у "шагающего" колеса очередная нога входит в соприкосновение с опорной поверхностью в результате его поворота (качения). Такая модель движения шагающего аппарата представляет интерес в силу своей простоты. Исследуется плоское движение твердого тела в то время как шагающий аппарат (человек) представляет из себя систему нескольких твердых тел, имеющих приводы в шарнирах, соединяющих эти тела.

При постановке ноги "шагающего" колеса на опорную поверхность происходит удар. Предполагается, что при этом происходит абсолютно неупругий удар и нога не скользит по опорной поверхности. При ударе происходит потеря энергии и в результате при движении по горизонтальной поверхности скорость движения замедляется и колесо останавливается [8]. При движении вниз по наклонной плоскости с достаточно большим углом наклона к горизонту колесо выходит на устойчивый периодический режим движения (автоколебания). При этом поступление энергии в систему обеспечивается за счет работы силы тяжести. Этот процесс приближенно исследовал Т.МсГеер [11] в линеаризованной модели движения в предположении малости угла между ногами шагающего колеса и угла наклона поверхности к горизонту. В данной работе эта задача решена в нелинейной постановке. Приведены результаты математического моделирования.

Список литературы

1. Белецкий В.В. Двухногая ходьба. Модельные задачи динамики и управления. М.: Наука, 1984. 288 с.
2. Болотин Ю.В., Новожилов И.В. Управление походкой двухногого шагающего аппарата // Известия АН СССР. Механика твердого тела. 1977. № 3. С. 47-52.
3. Болотин Ю.В., Новожилов И.В. Управление походкой двухногого шагающего аппарата // Известия АН СССР. Механика твердого тела. 1979. № 4. С. 48-53.
4. Бордюг Б.А., Ларин .Б., Тимошенко А.Г. Задачи управления шагающим аппаратом. Киев: Наукова думка, 1985. 263 с.
5. Вукобратович М. Шагающие роботы и антропоморфные механизмы. М.: Мир, 1976. 541 с.
6. Основы теории исполнительных механизмов шагающих роботов / Ковальчук А.К., Кулаков Б.Б., Кулаков Д.Б., Семенов С.Е., Яроц В.В. М.: Изд-во "Рудомино", 2010. 170 с.
7. Лапшин В.В. Механика и управление движением шагающих машин. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2012. 199 с.
8. Формальский А.М. Перемещение антропоморфных механизмов. М.: Наука, 1982. 368 с.
9. Formal'skii A.M. Ballistic Walking Design via Impulsive Control // ASCE Journal of Aerospace Engineering. 2010. Vol. 23. No. 2. P. 129-138.
10. <http://asimo.honda.com> (дата обращения 15.04.2014).
11. McGeer T. Passive Dynamic Walking // The International Journal of Robotics Research. 1990. No. 2. P. 62-82.
12. Todd D.J. Walking Machines. An Introduction to Legged Robots. London: Kogan Page, 1985. 190 p.
13. Raibert M.H. Legged Robots that Balance. Cambridge, Massachusetts: MIT Press, 1986. 234 p.
14. Лапшин В.В. Управление вертикальным и горизонтальным движением прыгающего аппарата // Известия РАН. Механика твердого тела. 1991. № 3. С. 38-46.
15. Lapshin V.V. Vertical and Horizontal Motion Control of a One-legged Hopping Machine // The International Journal of Robotics Research. 1992. No. 5. P. 38-46.
16. Ahmadi M., Michalska H., Buehler M. Control and Stability Analysis of Limit Cycles in a Hopping Robot // IEEE Transactions on Robotics. 2007. Vol. 23. No 3. P. 553-563
17. Формальский А.М., Шевальро К., Перра Б. Об ударном взаимодействии тела с опорой // Вестник Московского ун-та, серия "Математика, механика". 2000. № 1. С. 27-32.
18. Лапшин В.В. Удар о поверхность тела с дополнительной опорой // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Естественные науки. 2006. № 2. С.45-53.
19. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Наука, 1981. 918 с.

ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛЕ ДЕЙСТВИЯ ВИБРОУСКОРЕНИЙ

А.Р. Лепешкин

Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И.Баранова

Исследование теплофизических свойств материалов: температуропроводности и теплопроводности в поле действия виброускорений является новой и сложной проблемой, решение которой имеет актуальное значение для авиакосмической техники.

Лопатки турбин работают при значительных виброускорениях и изменение температуропроводности материала в этих условиях можно ожидать существенным. Вероятно, неучет этого обстоятельства приводит к дополнительному различию температурных полей лопаток турбин прогнозируемых расчетом и наблюдаемых в эксперименте. Кроме виброускорений на роторные детали действуют центробежные ускорения и растягивающая центробежная сила. Влияние центробежных ускорений и сил на температуропроводность материалов представлено в [1], но исследования температуропроводности материалов в поле действия виброускорений ранее не проводились. В [2, 3] приводятся сведения по электронно-инерционному явлению в металлах, которое было установлено опытным путем. В данных опытах подтверждается, что ускорения оказывают влияние на перемещение свободных электронов в металлах, в частности, при торможении [2, 3].

В данной работе предложена методика определения теплофизических характеристик материалов в поле действия виброускорений. Разработано устройство (рис. 1,б) для определения указанных характеристик на вибростенде (рис. 1,а). Методика исследований предусматривала закрепление на конце балки теплопроводника (рис. 2) из тонкого хромелевого провода и небольшого электронагревателя, состоящего из нескольких витков провода. На концах теплопроводника и перед электронагревателем приваривались термопары (рис. 2) с помощью которых измерялись температуры: T_1 – температура на конце теплопроводника 3, T_2 – температура в начале теплопроводника 3 (перед нагревателем 4). Теплопроводник 3 и электронагреватель 4 были теплоизолированы от балки 5, установленной на вибростенде. В соответствии с разработанной методикой исследования проводились на вибростенде,

оснащенным автоматической системой управления и поддержания заданной амплитуды и частоты колебаний. Контроль за температурным состоянием теплопроводника, размещенного на балке (рис. 2) с электронагревателем, производился компьютерной системой, оснащенной крейтом и измерительными платами. Обработка результатов осуществлялась по разработанной программе. Для питания электронагревателя использовался стабилизированный источник питания. Перед проведением испытаний подавалось стабилизированное питание на нагреватель и записывались базовые показания термопар в течение работы нагревателя.

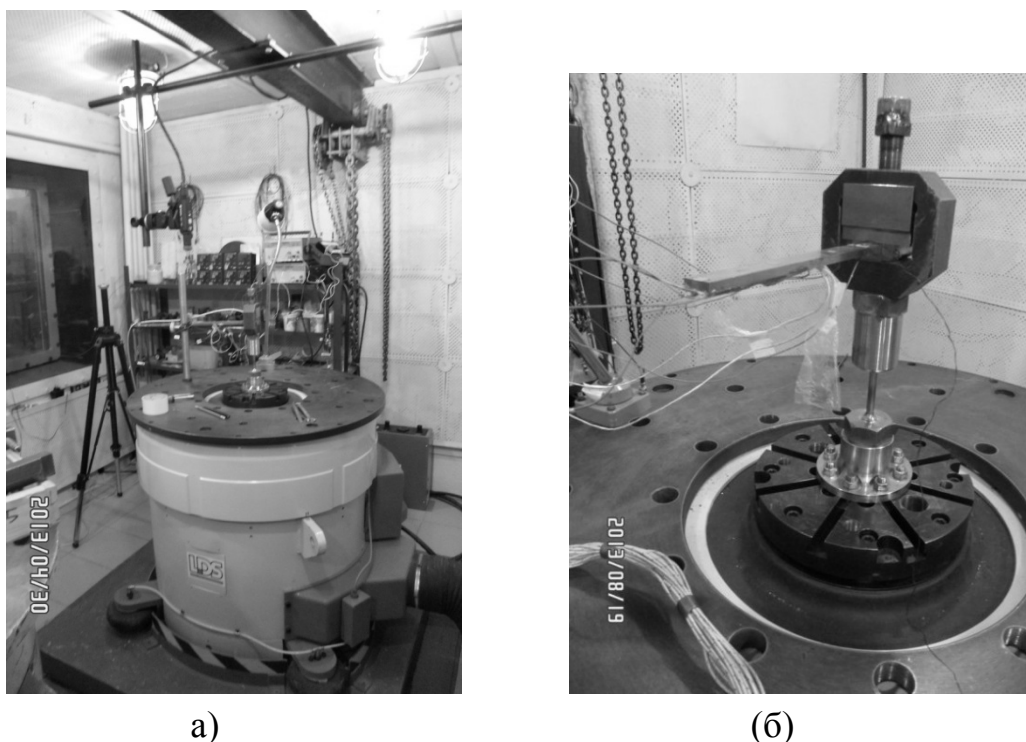


Рис. 1. Вибростенд (а) и устройство (б) для исследования температуропроводности материалов в поле действия виброускорений.

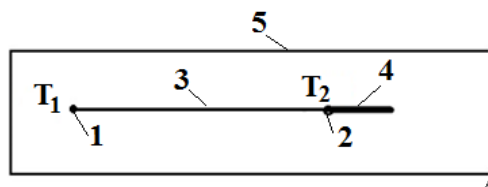


Рис. 2. Расположение теплопроводника на конце балки.

Приведены результаты исследований нестационарного нагрева теплопроводника в поле действия виброускорений при разных амплитудах (размахах) колебаний на частоте 120 Гц. После обработки данных

экспериментальных исследований получены кривые скоростей нагрева (рис. 3) в зависимости от времени нагрева (или времени передачи тепла) и кривая времени τ передачи тепла (рис. 4) от начала хромелевого теплопроводника к его концу при разных размахах колебаний $2A$: 0, 3,5 и 7 мм.

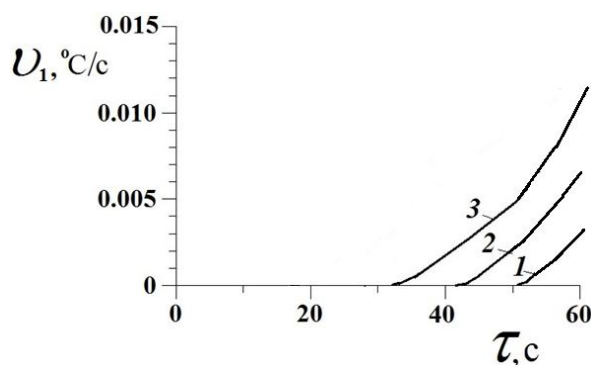


Рис. 3. Кривые скоростей нагрева на конце теплопроводника в зависимости от времени нагрева при воздействии виброускорений: 1 – статическое состояние; 2 – размах колебаний $2A=3,5$ мм ($f = 120$ Гц), 60 g; 3 – размах колебаний $2A=7,0$ мм ($f = 120$ Гц), 120 g

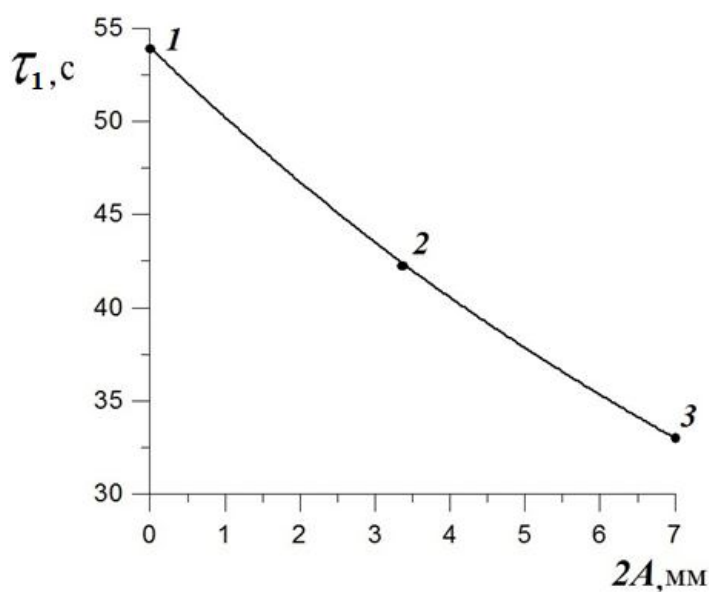


Рис. 4. Кривая времени передачи тепла по теплопроводнику из никелевого сплава в зависимости от размаха колебаний $2a$ при воздействии виброускорений: 1 – статическое состояние; 2 – размах колебаний $2A=3,5$ мм ($f = 120$ Гц), 60 g; 3 – размах колебаний $2A=7,0$ мм ($f = 120$ Гц), 120 g

По полученным результатам представлены оценки температуропроводности и теплопроводности теплопроводника. Из анализа результатов экспериментальных исследований и скоростей нагрева (рис. 3)

следует, что температуропроводность хромелевого теплопроводника при виброускорении 120 g возрастает на 50 % по сравнению со статическим состоянием. Из анализа данных рис. 4 следует, что время передачи тепла по хромелевому теплопроводнику сокращается в 1,5 раза при 120 g по сравнению со статическим состоянием.

Таким образом, указанный рост температуропроводности связан с увеличением электронной проводимости в металле за счет перемещения теплоносителей (имеющих массу) – свободных электронов при воздействии виброускорений.

Полученные результаты имеют важное практическое значение для оценки теплового состояния деталей авиационных двигателей и других турбомашин, работающих при значительных виброускорениях и других эксплуатационных нагрузках.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Р. Лепешкин*. Исследование температуропроводности материалов в поле центробежных ускорений и сил // Сборник докладов VII Всероссийской конференции “Необратимые процессы в природе и технике”. М: МГТУ, 2013.
2. *В.Л. Гинзбург, Ш.М. Коган*. Об электронно-инерционных опытах // ЖЭТФ, 1977, т. 61, вып. 3(9), С. 1177-1180.
3. *В.Л. Гинзбург*. Памяти А.А. Андропова. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 622с.

ЭЛЕКТРОННО-ИНЕРЦИОННЫЕ ОПЫТЫ В ПОЛЕ ДЕЙСТВИЯ ВИБРОУСКОРЕНИЙ – К СТОЛЕТИЮ ЭЛЕКТРОННО- ИНЕРЦИОННЫХ ОПЫТОВ МАНДЕЛЬШТАМА Л.И., ПАПАЛЕКСИ Н.Д. И ТОЛМЕНА Р.Ч.

А.Р. Лепешкин

Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И.Баранова

Данная работа посвящена столетию электронно-инерционных опытов русских ученых-физиков Мандельштама Л.И. и Папалекси Н.Д. и американского физика Толмена Р.Ч.

В [1] приводятся сведения по электронному явлению в металлах, которое опытным путем установили Л.И. Мандельштам и Н.Д. Папалекси в 1913 г. В тридцатые и сороковые годы прошлого столетия академики Л.И. Мандельштам и Н.Д. Папалекси работали в ФИАН им. П.Н. Лебедева и внесли большой вклад в развитие теории колебаний и других направлений физики. В их опытах 1913 г. при вращении катушки на концах провода возникала разность потенциалов, и, подключенный к концам провода телефон издавал звук. Эти опыты в 1916 г. были усовершенствованы американским ученым Р.Ч. Толменом [2]. Катушка в его опыте приводилась в быстрое вращение и затем резко тормозилась. При этом с помощью баллистического гальванометра регистрировался импульс тока, связанный с инерционным движением свободных электронов (имеющих массу) в тонком медном проводе на катушке. В данных опытах подтверждается, что ускорения оказывают влияние на электронные явления в металлах, в частности, при торможении. Однако из указанных опытов не было сделано выводов и предположений о возможности появления электронного явления в условиях виброускорений и его влиянии на тепловые процессы в коротких проводниках и в деталях. В [3] приводятся результаты исследований влияния возрастающих линейных ускорений на появление разности потенциалов на участках проволоки (из-за инерционного движения свободных электронов) при ее скоростном волочении. При этом максимальная разность потенциалов составила 0,06 мВ.

Исследование воздействия виброускорений на перемещение свободных электронов в металлических сплавах является новой фундаментальной проблемой, решение которой имеет актуальное значение для физики и авиакосмической техники [3]. При указанном воздействии на металлическую

деталь (лопатку или др.), нагретую неравномерно, свободные электроны переносят порции тепла в металле и в результате температуропроводность [3] металлического сплава повышается за счет роста скорости дрейфа электронов и тепловое состояние детали изменяется.

В данной работе проведены электронно-инерционные опыты с использованием специального камертона, ножки которого ударно возбуждались, и чувствительной аппаратуры. В концевой части на одной из ножек размещался изолированный медный проводник в продольном направлении. Соединительные провода от данного проводника были подключены к анализатору сигналов и спектра MIC-200.

После удара по одной из ножек камертона он возбуждался на частоте 120 Гц. При этом воздействие виброускорений приводило к появлению электрического сигнала переменного тока в медном проводнике с учетом электронно-инерционного эффекта. Максимальная величина виброускорений составила 120 g. Данный электрический сигнал был зарегистрирован и записан в анализаторе спектра и представлен на рис. 1 и рис. 2. Максимальная амплитуда в импульсе составила 0,45 мВ.

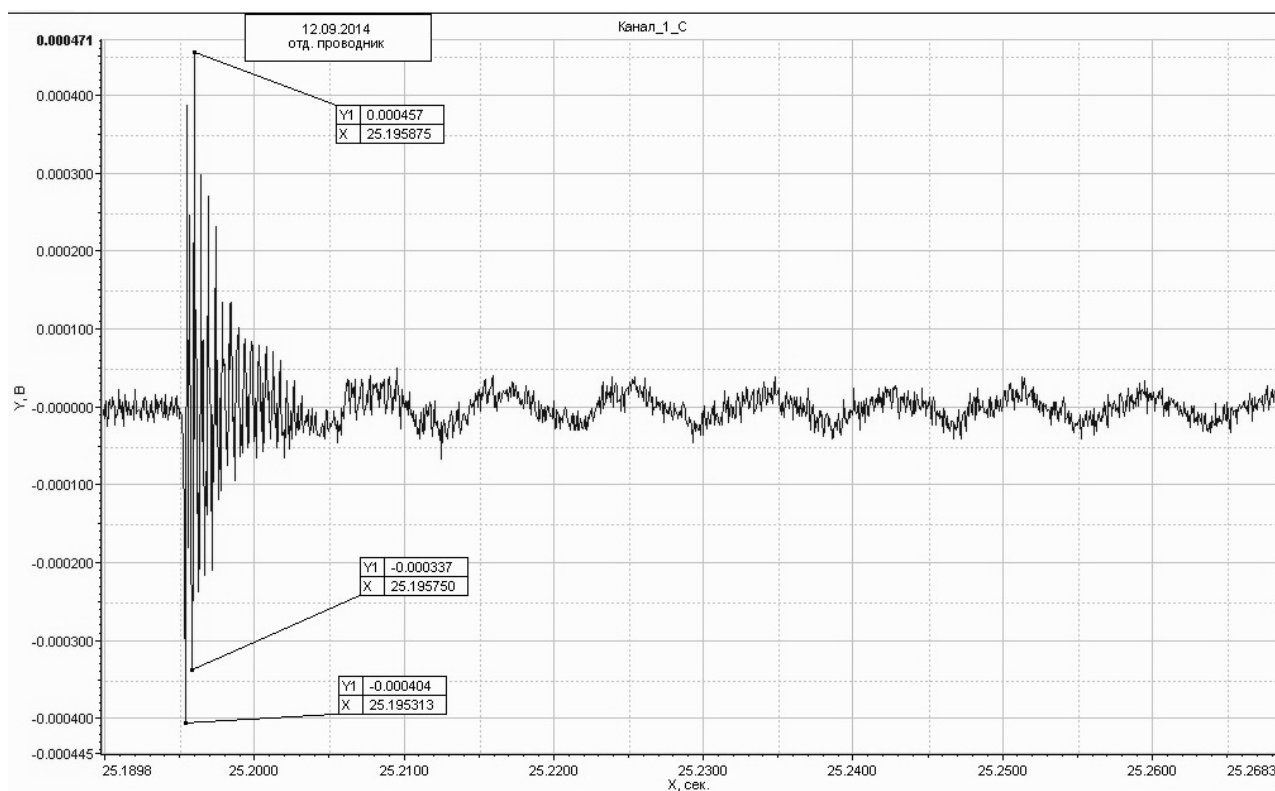


Рис. 1. Электрический сигнал в проводнике при ударном возбуждении камертона.

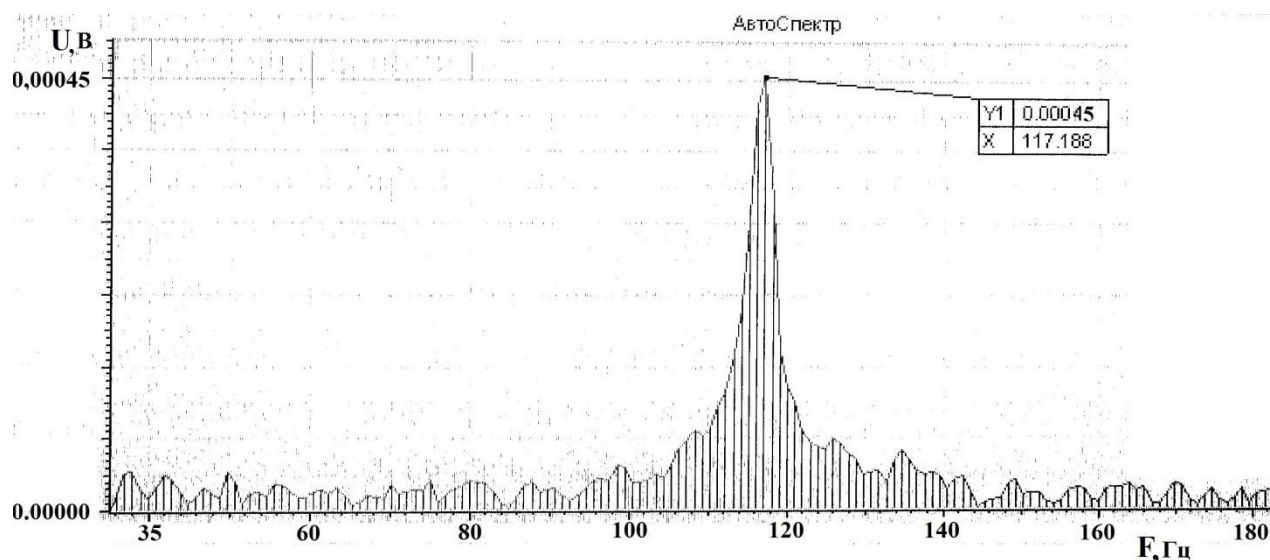


Рис. 2. Спектр электрического сигнала в проводнике при ударном возбуждении камертона.

Были также получены результаты электронно-инерционных опытов при различных ударных воздействиях и виброускорениях.

Литература

1. В.Л. Гинзбург, Ш.М. Коган. Об электронно-инерционных опытах // ЖЭТФ, 1977, т. 61, вып. 3(9), с. 1177-1180.
2. R.C. Tolman, T.D. Stewart // Phys. Rev., 8, 1916, p. 164.
3. О.А. Троицкий, В.И. Сташенко. Эффект Стьюарта-Толмена при скоростном волочении проволоки // Известия Академии Электротехнических наук. 2011. №1. – С. 37-43.

МЕТОД ОЦЕНКИ НЕМОДЕЛИРУЕМЫХ УСКОРЕНИЙ ЗА СЧЕТ РАСШИРЕНИЯ ВЕКТОРА СОСТОЯНИЯ ДЛЯ ВЫСОКОЭЛЛИПТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ТИПА «МОЛНИЯ»

А. Н. Сергеевский^{1,2}, Е. В. Ванина¹

1 - ОАО «Корпорация «Комета»,

*2 - Московский физико-технический институт (государственный
университет)*

Особенностями движения высокоэллиптических КА рассматриваемой системы являются резонансность, изотрассовость и неpassивность.

Движение рассматриваемых КА с периодом обращения вокруг Земли ~ 12 часов характеризуется динамическим резонансом $b/a = 2/1$, где b - число оборотов КА вокруг Земли за a звездных суток.

Неpassивность движения высокоэллиптических КА рассматриваемой системы связана с активным существованием КА – утечкой газов из газодысплейных систем, возмущений от управляющих двигателей системы, что приводит к немоделируемым ускорениям КА. Наличие немоделируемых ускорений может приводить к существенным ошибкам долгосрочного прогнозирования положения КА, поэтому оценка и дальнейший учет этих ускорений актуальны.

Ошибку прогнозирования $\delta \vec{r}$ можно разложить на регулярную (систематическую) $M[\delta \vec{r}]$ и случайную $\tilde{\delta \vec{r}}$ составляющие, т. е.

$$\delta \vec{r} = M[\delta \vec{r}] + \tilde{\delta \vec{r}} [1].$$

Требуется оценить немоделируемые ускорения (их средние значения) для того, чтобы уменьшить регулярную составляющую ошибки долгосрочного прогнозирования таким образом, чтобы регулярные составляющие ошибки прогнозирования положения КА по радиусу, вдоль орбиты и в боковом направлении были бы существенно меньше соответствующих среднеквадратичных отклонений (СКО).

В качестве пути повышения точности определения положения КА может рассматриваться оценивание начальных условий и/или поправок ко всем (или к

их части) параметрам, влияющим на точность прогноза (т.е. поправок к модели ошибок измерителя и к параметрам модели описания движения [1]).

Пусть на точность определения (и прогнозирования) положения КА влияют n мешающих параметров $\vec{\alpha} = \{\alpha_1, \dots, \alpha_n\}$ [2], где под мешающими параметрами понимаем соответствующие систематические (регулярные) ошибки. Если учесть, что множество траекторных измерений, участвующих в обработке, конечно, то следует уточнять (использовать в качестве компенсирующих) только часть мешающих параметров. В связи с этим возникает вопрос, какие из мешающих параметров следует использовать в качестве компенсирующих поправок для того, чтобы улучшить точность прогнозирования?

Первоначально необходимо выбрать, какие из рассматриваемых мешающих параметров (сил, действующих на КА) наиболее подходят для использования в качестве компенсирующих поправок на основании априорной информации о них. Эта задача решается на базе апостериорной информации о величинах рассматриваемых мешающих параметров α_j $j=1, \dots, m$. Такой подход связан с решением задачи регрессионного анализа.

Регулярная составляющая за счет неточного знания среднего ускорения КА приводит к тому, что соответствующие ошибки прогноза будут являться квадратичными функциями времени.

При формировании возможных моделей для дальнейшего выбора наиболее подходящих компенсирующих поправок можно применять следующее правило включения дополнительных параметров α_j ($j = 1, \dots, m$) [3]:

$$\frac{(\hat{\alpha}_j)^2}{\hat{\sigma}_0^2 \sigma_{\alpha_j}^2} > F_{in} \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_0^2$ – оценка множителя, с точностью до которого известна априорная ковариационная матрица измерений; $\sigma_{\alpha_j}^2$ – расчетное значение дисперсии параметра α_j ; $F_{in} > 1$.

Вектор прогноза $\vec{r}$ может быть представлен в виде решения задачи Коши [4]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{f}(\vec{r}, R, t) \quad (2)$$

с начальными условиями $\vec{r}_0 = \vec{r}(t_0)$, R – потенциал сил, оказывающих влияние на КА в полете.

Задача поиска оценок средних значений немоделируемых ускорений (в составе или отдельно от поправок к расширенному вектору состояния) сводится к использованию метода наименьших квадратов [2], как одному из методов получения оценки расширенного вектора состояния $\vec{y}_0$, минимизирующей, к примеру, квадратичную форму невязок:

$$\eta(\vec{y}_0) = const \cdot \left[\tilde{\vec{r}} - \vec{r}(\vec{y}_0) \right]^T \left[\tilde{\vec{r}} - \vec{r}(\vec{y}_0) \right],$$

Таким образом, оценка средних значений немоделируемых ускорений может вычисляться по формуле:

$$\delta \hat{\vec{W}} = \left[\left(\frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{W}} \right)^T \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{W}} \right]^{-1} \left(\frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{W}} \right)^T \Delta \tilde{\vec{r}},$$

где $\Delta \tilde{\vec{r}} = \tilde{\vec{r}} - \vec{r}(\vec{y}_0)$, $\tilde{\vec{r}} = \{\tilde{\vec{r}}_i\}$, $\vec{r}(\vec{y}_0) = \{\vec{r}_i(\vec{y}_0, t_i)\}$, $i = 1, \dots, N$.

Для того, чтобы оценить целесообразность расширения вектора состояния за счет нескольких поправок, сначала производят их ранжирование по критерию (1) при включении их в вектор состояния их по одиночке. После вычисляется [5] RSS – остаточная сумма квадратов при использовании двух

поправок с высшим рангом (для которых величина $\frac{(\hat{\alpha}_j)^2}{\hat{\sigma}_0^2 \sigma_{a_j}^2}$ наибольшая) и RSS_H –

остаточная сумма квадратов для поправки с максимальным рангом и, если при

этом $\frac{RSS_H - RSS}{RSS}(N - 2) > F_{in}$, то тогда принимается решение о

целесообразности расширения вектора состояния за счет обеих поправок, в противном случае принимается решение о нецелесообразности расширения вектора состояния за счет обеих поправок. Аналогичным образом может быть

проверена целесообразность расширения вектора состояния за счет трех поправок, в этом случае RSS – остаточная сумма квадратов при использовании трех поправок и RSS_H – остаточная сумма квадратов для двух поправок с максимальным рангом.

Заключение

Рассмотрена важная проблема оценки неточности знания средних ускорений движения высокоорбитальных КА типа «Молния». Для решения данной проблемы предлагается сначала оценить поправки к ускорениям вдоль орбиты, в боковом направлении и по радиус-вектору. Затем на основании предложенной в статье процедуры выбрать из этих поправок те, которые будут использоваться в качестве компенсирующих для улучшения точности прогнозирования.

Литература

1. Сергиевский А.Н. Адаптивная модель определения движения космического аппарата. Процессы и методы обработки информации. Сборник научных трудов. М.: МФТИ., 2006. С. 139–153.
2. Эльясберг П.Е. Определение движения по результатам измерений. М.: Наука. 1976.
3. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М.: Мир. 1973.
4. Эльясберг П.Е. Введение в теорию полета искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1965.
5. Себер Дж. Линейный регрессионный анализ. М.: Мир. 1980.

МЕТОД И АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМА КОМПЕНСАЦИИ СТАБИЛИЗАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ДИНАМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Д.В.Якименко¹, А.Н.Сергиевский^{1,2}

1 - ОАО «Корпорация «Комета»,

*2 - Московский физико-технический институт (государственный
университет)*

1. Введение. Объектом исследования было программно-алгоритмическое обеспечение космической информационной системы (КИС) мониторинга Земли и околоземного пространства в части алгоритмов компенсации стабилизационных колебаний вокруг центра масс космических аппаратов. КИС предназначена для обнаружения и наблюдения динамических объектов на поверхности Земли и в околоземном пространстве. Обнаружение производится на основе обработки последовательности изображений поля излучения в инфракрасном (ИК) диапазоне спектра районов пространственного мониторинга, получаемых с помощью космических аппаратов (КА), находящихся на околоземных орбитах. Изображения в ИК диапазоне формируются бортовой аппаратурой наблюдения (БАН) КА и передаются в виде последовательности кадров по радиоканалу на наземные средства обработки – комплекс обработки информации (КОИ). Программное обеспечение (ПО) КОИ распознает на каждом изображении целеподобные отметки от излучения наблюдаемых объектов, определяет их пеленгационные угловые координаты: азимут α и угол места β , используемые далее для построения траекторий движения объектов. Вследствие колебаний КА определение координат целеподобных отметок происходит с погрешностями по азимуту $\Delta\alpha$ и по углу места $\Delta\beta$. Эти погрешности в дальнейшем оказывают влияние на геометрические характеристики траекторий движения обнаруживаемых объектов, в первую очередь на дисперсии координат, что в итоге может приводить к снижению вероятности обнаружения реально существующих объектов и к увеличению вероятности восприятия неподвижных объектов в качестве динамических. Учет и компенсация колебаний визирной оси БАН КА является одним из основных направлений повышения обнаружительных характеристик КИС.

Для решения этой задачи в ПО КОИ был реализован алгоритм компенсации колебаний КА. Принцип работы алгоритма компенсации колебаний КА основан на использовании измерений датчиков системы управления ориентацией и стабилизацией (СУОС) КА. Один из датчиков СУОС – датчик местной вертикали (ДМВ) измеряет несколько раз за время длительности информационного кадра координаты неподвижного относительно Земли репера – точки центра Земли. Предварительно отфильтрованные отклонения измеренных координат центра Земли от теоретических значений $\Delta\alpha_i$, $\Delta\beta_i$ для i -того кадра используются в качестве основы для вычисления компенсационных поправок к координатам α_{ij} , β_{ij} для каждой обнаруженной в кадре j -той отметки соответственно.

Задача компенсации колебаний КА решается с помощью адаптивного фильтра подавления шума. В качестве шума выступают искажения координат объектов из-за колебаний КА. Измеряемые координаты тогда могут быть представлены в следующем виде:

$$\mathbf{S_o} = \mathbf{C_o} + \mathbf{F1(d)} ;$$

$$\mathbf{S_e} = \mathbf{F2(d)};$$

где $\mathbf{S_o}$, $\mathbf{S_e}$ – измеренные координаты наблюдаемого динамического (относительно Земли) объекта и Земли соответственно; $\mathbf{C_o}$ – истинные координаты наблюдаемого объекта (координаты центра Земли равны 0); $\mathbf{F1(d)}$, $\mathbf{F2(d)}$ – шумовые составляющие, т.е. искажения координат наблюдаемого объекта и Земли.

Таким образом, ДМВ формирует образец шума. Этот шум нельзя просто вычесть из измеренных координат наблюдаемого динамического объекта, поскольку $\mathbf{F1(d)}$ и $\mathbf{F2(d)}$ не идентичны – ДМВ вносит свои искажения. Однако, случайные шумовые процессы $\mathbf{F1(d)}$ и $\mathbf{F2(d)}$ очевидно коррелированы, так как обусловлены одним и тем же источником – стабилизационными колебаниями КА. В то же время, очевидно, что шумовой сигнал $\mathbf{F2(d)}$ не коррелирован с полезным сигналом $\mathbf{C_o}$ – истинными координатами наблюдаемого объекта.

С помощью адаптивного фильтра в данном случае решается задача прямой идентификации преобразований шума в составе измерений координат объекта $\mathbf{S_o}$. Входным сигналом адаптивного фильтра является шумовой сигнал измерений координат центра Земли $\mathbf{S_e}$ (на рис1 – датчик шума). В качестве образцового сигнала используется сигнально-шумовая смесь $\mathbf{S_o}$ (на рис1 – датчик сигнала).

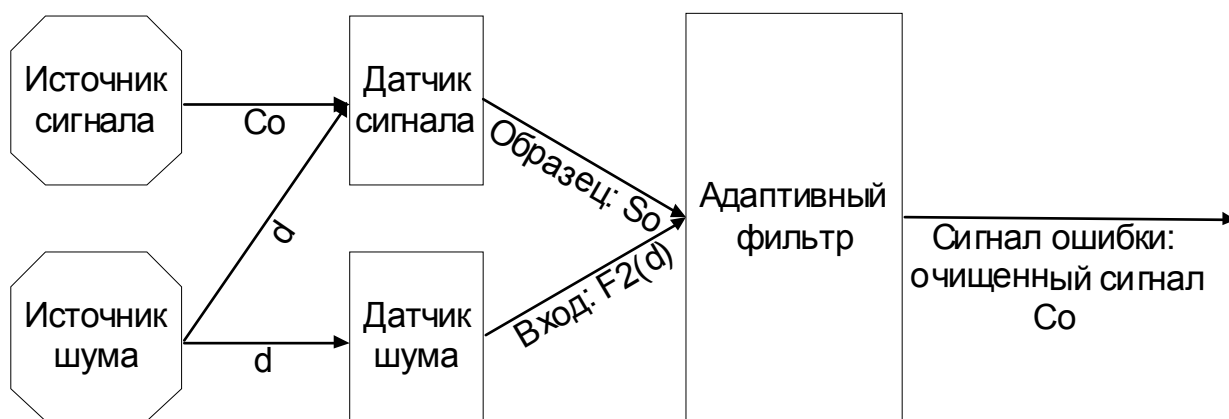


Рисунок 1. Подавление шума с помощью адаптивного фильтра

Адаптивный фильтр преобразует входной сигнал так, чтобы сделать его как можно ближе (в смысле минимизации среднеквадратической ошибки) к образцовому. Поскольку с входным сигналом фильтра коррелирована лишь шумовая составляющая образцового сигнала, после завершения процесса адаптации на выходе фильтра будет получена оценка шума, присутствующего в образцовом сигнале. Сигнал ошибки, определяемый как разность между образцовым сигналом и выходным сигналом адаптивного фильтра, будет представлять собой очищенный от шума сигнал S_o – истинные координаты наблюдаемого объекта.

Наблюдаемые динамические объекты имеют различные времена существования, в том числе и недостаточно длинные для статистически достоверной настройки параметров фильтра. Поэтому обучение фильтра – то есть настройка его параметров проводится при наблюдении перемещения звезд по траекториям как минимум в несколько десятков отсчетов, затем параметры фиксируются.

2. Методика оценки эффективности алгоритмов компенсации колебаний КА. В качестве показателя количественной меры колебаний КА в методике использовано среднеквадратическое отклонения $\delta\alpha_j$, $\delta\beta_j$ определяемых ПО КОИ координат отметок α_{ij} , β_{ij} от аппроксимирующих функций $\alpha(t_i)_j$, $\beta(i)_j$. Данные функции определяются методом наименьших квадратов из класса полиномов 2-го порядка. Это оправдано тем, что и контрольные траектории движения звезд, объектов наблюдения (ОН) описываются также полиномами 2-го порядка. Таким образом, чем больше колебания КА, тем больше отклонения координат обнаруженных отметок от аппроксимирующих функций, т.е. тем больше дисперсия координат.

В качестве показателя эффективности алгоритмов компенсации колебаний КА в методике использовано отношение значений дисперсий $\delta\alpha_j$, $\delta\beta_j$ координат обнаруживаемых траекторий для работы ПО КОИ без компенсации колебаний КА к аналогичным значениям с компенсацией колебаний КА. Чем больше данный показатель тем эффективнее алгоритм при условии наличия колебаний.

3. Выводы исследования эффективности алгоритмов компенсации колебаний КА. На основе проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

1) Алгоритмы компенсации колебаний КА в ПО КОИ целесообразно строить на основе определения поправок к координатам обнаруживаемых отметок по показаниям датчика ДМВ.

2) Оценки эффективности алгоритмов компенсации колебаний КА в ПО КОИ по натурной информации подтверждают снижение ошибок – дисперсий координат обнаруживаемых траекторий. По имеющимся фильмам натуральных данных коэффициент уменьшения дисперсии по координате β имел значения 6.7 раз для звезд. Коэффициент уменьшения дисперсии по координате α имел значения до 3.2 раз для звезд.

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СПЕКТРОКАПИЛЛЯРОСКОПА ДЛЯ ДЕТЕЙ РАННЕГО ВОЗРАСТА

П. В. Бережанский¹, С.О. Турчанинов²

¹МУЗ "Районная Больница №2" МО, Одинцовский район, с. Перхушиково

²ЗАО "Центр прикладной физики МГТУ им. Н. Э. Баумана"

Современные методы диагностики заболеваний – это прежде всего комплекс клинико-диагностических мероприятий, направленный на своевременное и адекватное выявление патологического процесса в организме. Эволюционное изменение нозологий, новые взгляды на патогенез известных заболеваний, неконтролируемое лечение медикаментозными препаратами, особенно у детей, ставит перед собой задачу – разработку неинвазивного, достоверного метода диагностики заболеваний.

Система микроциркуляции является важным патогенетическим звеном в формировании и течение многих заболеваний, своего рода, это «окно в организм», существенным преимуществом которого является возможность диагностики *in situ* (непосредственно в среде наблюдаемого объекта), неинвазивно, бесконтактно, в некоторых случаях дистанционно, без специальной подготовки объекта наблюдения. Проведение капилляроскопии позволяет проводить детальную оценку состояния всех основных звеньев системы микроциркуляции, а его сочетание с спектроскопией даёт возможность провести оценку внутрисосудистых характеристик микрокровотока, что является важным направлением в практической медицине и требует дальнейшего изучения [1].

Особенностью спектрокапилляроскопа для работы с детьми, как показала практика, является возможность проводить измерения как в режиме отражения, так и «на проход». В режиме отражения чётко регистрируются спектральные характеристики капилляров. Ввиду весьма небольших размеров детских пальчиков, в режиме «на проход», при использовании импульсного источника света, также возможно визуализировать сосуды, выявлять ряд внутрисосудистых (скорость капиллярного кровотока, лейкоцитарные конгломераты, сгустки, газово-химические параметры кровотока, трансмембранный обмен и др.), собственно сосудистых характеристик (состояние эндотелия, линейные характеристики формы, длины и диаметра микрососудов), а так же характеристик периваскулярного пространства (отек

периваскулярного пространства, степень ремоделирования микроциркуляторного русла). В основе предлагаемого метода диагностики для детей раннего возраста лежит переход от анализа плоских изображений тканей к созданию 3D модели спектральной визуализации ("spectral imaging"), степени отека тканей, параметров капиллярного кровотока, получаемых двумя (и более) разнесенными сенсорами. Создание 3D модели визуализации капиллярного кровотока с возможностью пространственной визуализации степени отека тканей реализуется программно, совмещением изображений, получаемых в видимом диапазоне, с параметрами, измеряемыми в инфракрасном и ультрафиолетовых диапазонах. Измерительная система может представлять собой микроскоп, реализованный на элементах микрооптики, а также многоволновой спектрофотометр. Измерение количественных характеристик основано на законе Ламберта-Бэра - поглощение света на определенной длине волны подчиняется экспоненциальной зависимости:

$$I = I_0 * \exp^{(-kCd)}, \quad (1)$$

где I и I_0 — интенсивность света до и после прохождения через объект исследования (например, через мочку уха или палец руки), k — коэффициент, отвечающий поглощению объекта, C — концентрация измеряемого вещества в крови человека, d — толщина биологического объекта. Одними из важных параметров, являются, например, содержание (уровень) глюкозы в крови, гликизированного гемоглобина, оксида азота, кислорода, факторов адгезии и воспаления, оксигемоглобина в периферической смешанной крови. В лазерной доплеровской флоуметрии (ЛДФ), используется анализ частотного спектра монохроматического сигнала, отраженного от движущихся в тканях эритроцитов. В современных приборах, регистрируемый при ЛДФ сигнал характеризует кровоток в микрососудах кожи в объеме 1–1,5 мм³ ткани. Это означает, что ЛДФ дает интегральную информацию по очень большому количеству эритроцитов, около $3,4 \times 10^4$, одновременно находящихся в зондируемом объеме ткани. Применение микрооптики, использование методов спектрального анализа должно позволить определять количественные характеристики гемодинамических характеристик микрокровотока в существенно меньшем объеме. В результате экспериментального исследования 3D-визуализации капилляров было отмечено, что именно у края ногтевого ложа капилляры ориентированы в сторону роста ногтевой пластинки и имеют четкую организационную структуру, что благоприятствует проведению оценки

микроциркуляции и спектральной визуализации в данной области. Этот факт открывает новые возможности оценки нарушений архитектоники микрососудов при различных патологиях, позволяет диагностировать, как фоновые, так и сопутствующие заболевания.

В условиях поликлиники было обследовано 83 пациента в возрасте от 2 до 36 мес., перенесших 1-2 эпизода острого обструктивного бронхита (ООБ), в периоде ремиссии на протяжении более 2 месяцев (основная группа). Основная группа была распределена на 2 подгруппы: 1 подгруппа - 43 (53,7%) ребенка с отягощенным аллергоанамнезом (ОАА) и 2 подгруппа - 39 (46,3%) детей без отягощенного аллергоанамнеза. В контрольную группу было включено 55 практически здоровых детей раннего возраста, отнесенных к 1-2 группам здоровья и не болевших в течение 1-2 мес. Все пациенты наблюдались в катамнезе в течение 2-х лет. Диагностика ООБ осуществлялась в соответствии с критериями, изложенными в Классификации клинических форм бронхолегочных заболеваний у детей (2008). Наряду с общеклиническими методами исследования (анамнез, осмотр, общий анализ крови, анкетирование родителей, осмотр неврологом и др.), всем детям в динамике проводилась оценка состояния микроциркуляторного русла методом компьютерной капилляроскопии ногтевого ложа. В качестве прототипа, разрабатываемого прибора, использовалась цифровая камера-окуляр DCM 800 – со специализированным программным обеспечением. Оценка капиллярного кровотока осуществлялась по 24 параметрам (длина артериальной и веноулярной части капилляров; неравномерность калибра артериол, венул и собственно капилляров (min и max); коэффициент извитости артериол и венул; артериоло-веноулярный коэффициент; расстояние между капиллярами; диаметр артериол, венул, капилляров; расстояние между артериальной и веноулярной частью капилляров; коэффициент продольной деформации; скорость в капиллярном русле; скорость в коллатералиях; степень стаза; лейкоцитарно-тромбоцитарный индекс; наличие геморрагий; наличие и площадь отека; протяженность периваскулярной зоны). Результаты были обработаны при помощи пакета статистических программ «Statistica 7.0». Рассчитывались средняя арифметическая (M), средняя ошибка (m), дисперсия, математическое ожидание, достоверности различий по критерию Уилкоксона, χ^2 , коэффициент Спирмана, использовались также критерии Лилиефорса и Фишера. При оценке морфологических особенностей капилляров в ходе исследования выявлено, что

у пациентов, перенесших острый обструктивный бронхит, имелись более существенные изменения показателей микроциркуляции по сравнению с контрольной группой. Так, у детей основной группы капиллярная сеть на уровне второго и третьего эшелона была слабо дифференцируема без четкой упорядоченности и структурированности, однако в первой подгруппе деформация этих эшелонов капилляров была более выраженной, проявлялась пересечением и соприкосновением с другими капиллярами, отсутствием четкой направленности и наличием микроаневризм. Было доказано, что у больных с аллергическими заболеваниями респираторного тракта имеются значительные нарушения микроциркуляции, прогрессирующие при активном воспалении в интерстициальной ткани [2].

Результаты работы с прототипом прибора позволяют сформулировать требования к разрабатываемому спектрокапилляроскопу для детей раннего возраста. Прибор может быть представлен несколькими моделями – от переносного варианта, с блоком сенсоров в виде клипсы на палец (варежка на руку или носочек на ногу) или ультрапортативной модели, а также ручной вариант (аналог имеющего прототипа с фиксацией на руку). В измерительном блоке прибора размещаются два (и более) разнесенные сенсоры (микрокамеры с различной степенью увеличения, и элементы спектроскопа), а также система термостабилизации. Программные модули должны обеспечивать: построение 3D модели капиллярного кровотока с возможностью пространственной визуализации степени отека тканей, оценку капиллярного кровотока по 24 параметрам. В режиме 3D модели спектральной визуализации, необходимо проводить измерения значимых параметров - отдельных показателей общего анализа крови.

1. *Wiernsperger, N. Microvascular Diseases: Is A New Era Coming? Cardiovasc Hematol Agents Med Chem. - 2012. - Apr 6. – P. 167-183.*

2. *Бережанский П. В., Мельникова И. М., Мизерницкий Ю. Л. Современные представления об участии микроциркуляторных нарушений в патогенезе аллергического воспаления, Региональное кровообращение и микроциркуляция. СПб., 2012. № 4 (44). С. 4-11.*

ИЗУЧЕНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ КОРПУСА СУДНА

Харитонов А.О., Никитина О.А.

Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева

Проведение стендовых испытаний конструкции при проектировании кораблей даже на моделях сопряжено с затратой больших материальных средств. Развитие информационных технологий и появление на их основе мощных программных средств, реализующих численное решение систем дифференциальных уравнений конечно-разностными методами, позволило проектировщикам часть испытаний на натурных образцах заменить виртуальными.

В данной работе представлены результаты расчетов по определению напряжений в несущих элементах каркаса корпуса судна. В постановке задачи предполагалось, что центральная продольная вертикальная плоскость корпуса является одновременно плоскостью симметрии искомого решения. Поэтому на рисунке 1 представлена только половина шпангоутной рамки корпуса судна.

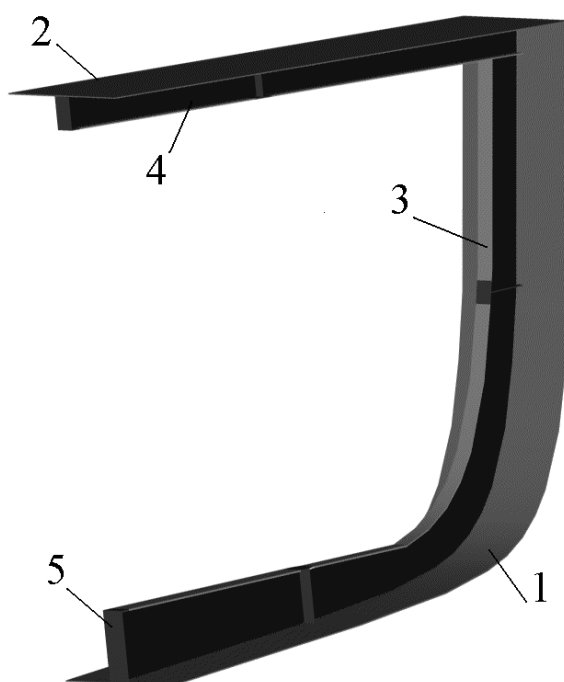


Рис. 1. Шпангоутная рамка набора корпуса судна.

Лист 1 днищевой и бортовой обшивок показан как один элемент и отдельно лист 2 – элемент палубной обшивки. Шпангоуп 3, бимс 4 и флор 5,

соединенные при помощи книц, вместе с листами обшивки при решении внутренней задачи Коши по исследованию напряженно-деформированного состояния элементов набора корпус судна рассматривались как единая область.

Деформация рассматриваемой области возникала вследствие прогиба палубной обшивки. Граничными условиями задачи являются нулевые перемещения по двум осям центральной точки днищевой обшивки и отсутствие горизонтальных смещений точек книц, принадлежащих центральной продольной вертикальной плоскости

Расчеты выполняли с использованием программного пакета Ansys/ED.

Всю область решения разбивали на 981 конечный элемент. В качестве модельного для материала всей шпангоутной рамки принимали элемент

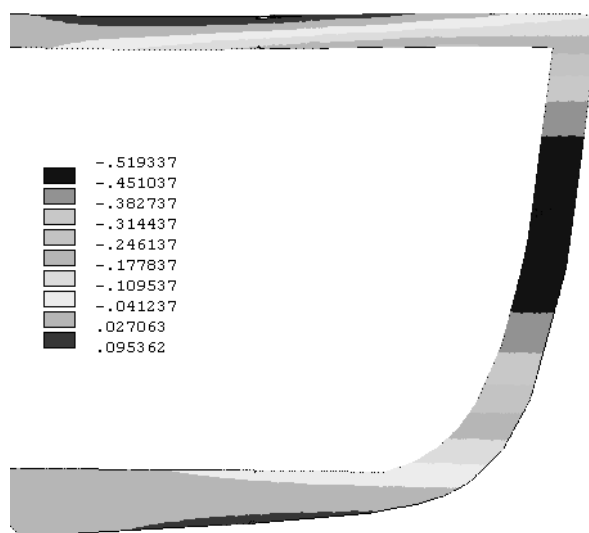


Рис. 2. Изолинии распределения напряжений в шпангоутной рамке, МПа

PLANE182 2-D Structural Solid из встроенной в указанную программу библиотеки. Результаты расчетов по определению напряжений в исследуемой конструкции представлены на рис. 2.

Анализ результатов расчета позволяет сделать вывод о том, что при заданной внешней нагрузке и принятых граничных условиях наиболее нагруженным напряжениями растяжения является бимс шпангоутной рамки, а шпангоут в своей средней части подвержен напряжениям растяжения.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ПРЕССОВАНИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ МАССЫ ПО МЕТОДУ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Харитонов А.О., Никитина О.А.

*Магнитогорский Государственный технический университет
им. Г.И. Носова*

В металлургической промышленности достаточно широко применяется прессовое оборудование. Его эксплуатация сопряжена с затратами больших объемов энергоносителей. По энергопотреблению рассматриваемое в данной работе оборудование уступает только нагревательным устройствам. Последнее обстоятельство делает актуальным вопрос о совершенствовании работы прессов. Широкие возможности для этого открывает математическое моделирование процесса прессования пластических материалов.

В данной работе представлены возможности использования математической модели для исследования процесса на примере прессования пластической массы через сужающееся очко матрицы (рис.1).

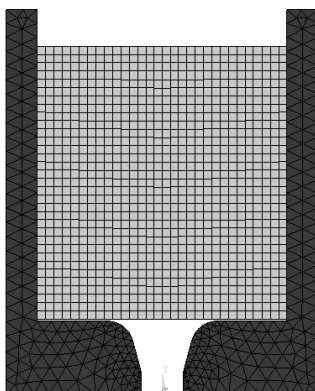


Рис. 1 Расчетная конечно-элементная сетка

Процесс прессования рассматривался как краевая задача Коши с начальными условиями в перемещениях. Задавались упругие константы пластической массы: модуль упругости, коэффициент Пуассона. Контейнер пресса и матрица инструмента принимались абсолютно твердыми, их упругие деформации не учитывались.

Свойства пластической массы подчинялись модели Ананда

$$\sigma = \sigma (\sigma_s, A, \xi, m, h_0, \hat{s}, s, \eta, a),$$

где σ_s – предел текучести; A – фактор запаздывания; ξ – коэффициент увеличения напряжений; m – коэффициент чувствительности материала к

степени деформации по напряжениям; h_0 – постоянная упрочнения по напряжениям; $\hat{s}$ – деформационное упрочнение; s – чувствительность напряжений к степени деформации; η – коэффициент чувствительности материала к деформационному упрочнению; a – коэффициент влияния упрочнения материала на распределение степени деформации.

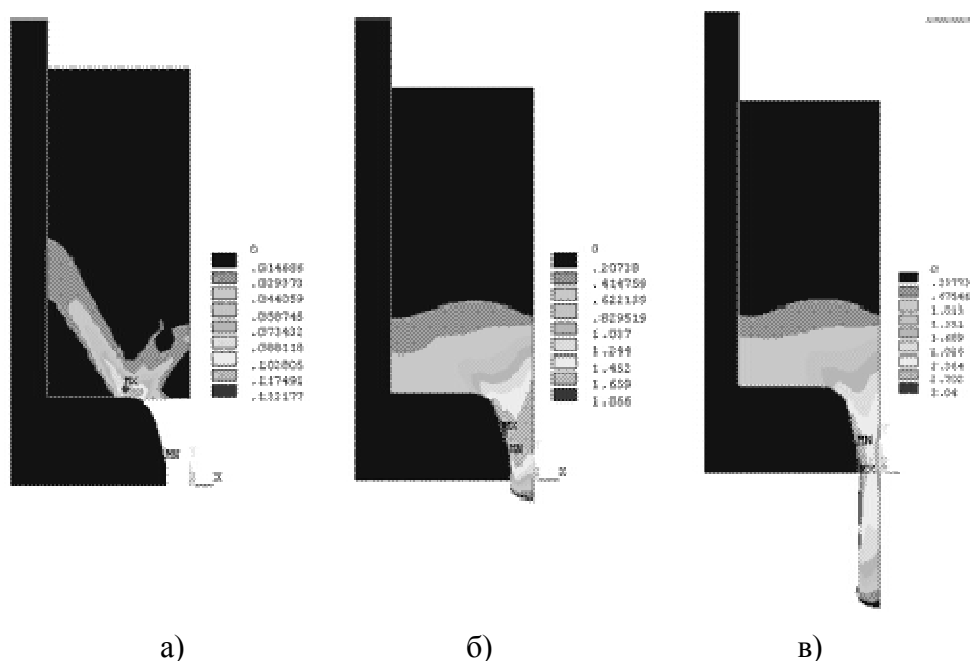


Рис. 2. Распределение степеней деформации по стадиям прессования: а – начальная стадия; б - стадия полного прохождения матрицы; в – стадия установившегося прессования

Приведенные переменные модели Ананда рассчитываются в препроцессоре программы ANSYS\ED по заданным начальным и граничным условиям задачи. Расчетная конечно-элементная сетка контейнера строилась на 254 элементах PLANE182 2-D Structural Solid, а деформируемая область – на 495 элементах VISCO108 из библиотеки элементов программы. При решении задачи использовали симметрию области нагружения по вертикальной оси. Трение пластической массы по стенкам контейнера принимали с коэффициентом 0,15. Расчет выполняли для трех характерных стадий прессования (рис.2).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРИВОДА ВОЛОЧИЛЬНОЙ МАШИНЫ МВ-1000В

Е. О. Хребтов, В.П Ляшенко

*Кременчугский национальный университет имени Михаила
Остроградского (Украина)*

Целью работы является построение математической модели электропривода волочильной машины, как основы для разработки системы управления работы волочильного стана [1].

Электропривод (ЭП) волочильного стана представляет собой сложную кинематическую цепь, которая влияет на характеристики работы стана и представлена на рис. 1.

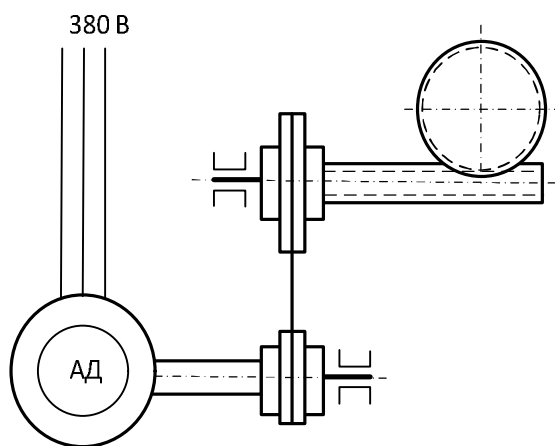


Рисунок 1 – Схема электропривода стана

Электромеханическая система электропривода состоит из асинхронной машины, которая через ременную передачу приводит в движение червяк редуктора. Он преобразует угловую скорость и момент, в скорость и усилия волочения формирующимся тяговым барабанам.

Исследования проводились для однократной волочильной машины МВ-1000В. Машина МВ-1000В – малогабаритный волочильный стан, который используется для волочения нагретой вольфрамовой проволоки диаметром 1 – 0,5 мм. При кратности волочения – 1 и скорости волочения – 10 м/мин. на стане за год производится 8,1 т проволоки Ø 0,52 мм (при коэффициенте

использования – 0,25). Технические характеристики волочильного стана приведены в табл. 1.

Значение параметров электродвигателя 4AX80B4Y3: номинальная мощность $P = 1,5 \text{ кВт}$; номинальная скорость $n = 1430 \text{ об/мин}$; номинальный момент – $M = 10,5 \text{ Нм}$; номинальный ток статора $I = 3,1 \text{ А}$; коэффициент полезного действия $\eta = 0,77$; коэффициент мощности $\cos \phi = 0,83$; активное сопротивление статора $R = 7,437 \text{ Ом}$; реактивное сопротивление статора $X = 4,8 \text{ Ом}$; приведенное активное сопротивление ротора $R = 3,718 \text{ Ом}$; приведенное реактивное сопротивление ротора $X = 4,8 \text{ Ом}$; момент инерции двигателя $J = 0,0035 \text{ кг}\cdot\text{м}^2$

Таблица 1 – Технические характеристики волочильной машины МВ-1000В

Наименование	Размерность	Величина
Диаметр барабанов тяговых	мм	400
Количество барабанов тяговых	шт	2
Материал проволоки	Вольфрам	
Диаметр исходной проволоки	мм	1,0
Диаметр готовой проволоки	мм	0,52
Тяговые усилия	кг	200
Смазка технологическая	Жидкая, индивидуальная	
Электродвигатель 4AX80B4Y3	шт	2
Общий вес машины с электродвигателем	кг	757

При моделировании асинхронной машины используем полную систему уравнений, которая описывает физические процессы, происходящие в машине [2]. Кинематические пары представлены функциями, входящими в состав системы дифференциальных уравнений описывающих электропривод [3, 4].

Полученные характеристики отображают работу электромеханической системы волочильного стана.

Результаты моделирование разработанной математической модели электропривода волочильного стана МВ-1000В, приведены на рисунках 2–4.

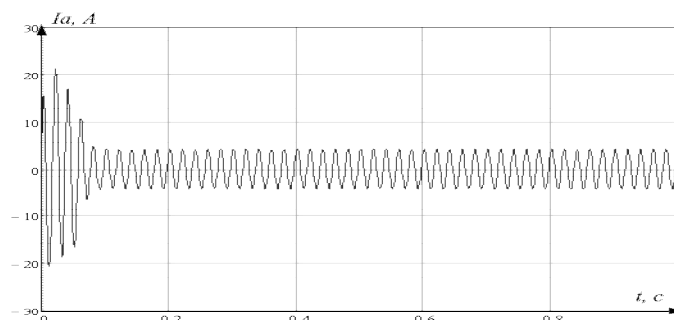
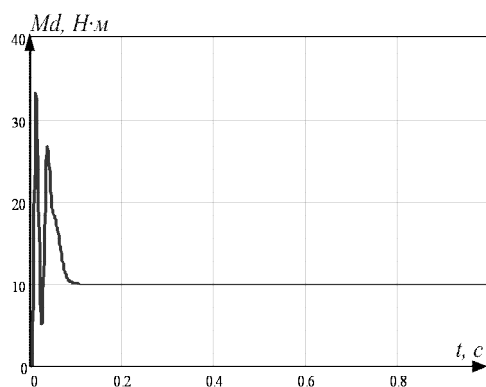
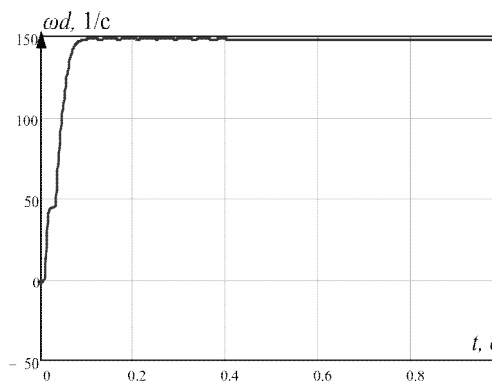


Рисунок 2 – Зависимость тока статора фазы А от времени

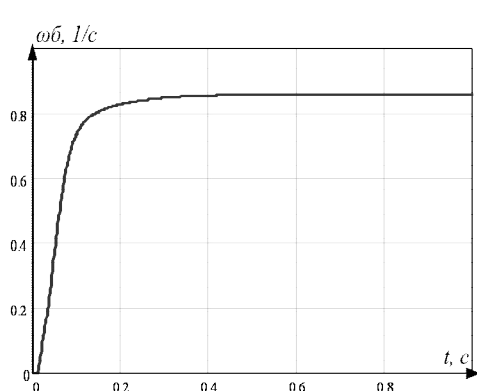


а)

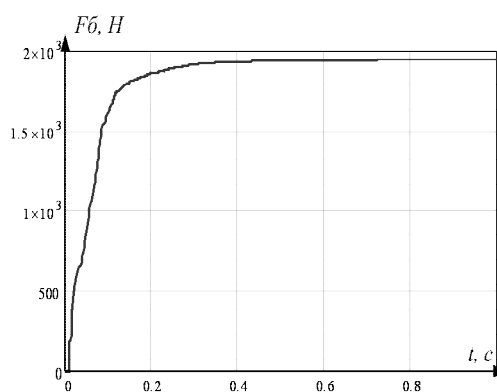


б)

Рисунок 3 – Кривые изменения момента двигателя (а) и скорости двигателя волочильного стана (б)



а)



б)

Рисунок 4 – Кривые изменения скорости барабана волочильного стана (а) и усилие волочения волочильного стана (б) при пуске под нагрузкой

Для подтверждения работоспособности разработанной математической модели, проведены экспериментальные исследования силы тока фаз статора АД, МВ-1000В, в момент пуска при волочении вольфрамовой проволоки диаметром 0.56 мм.

Для измерения и фиксации величин силы токов, напряжений использовался блок датчиков тока и напряжения, и модуль ЦАП-АЦП mDAQ [5].

Экспериментальные зависимости тока во времени фазы А статора АД изображены на рис. 5. Результаты моделирования и экспериментальные значения тока при пиковом значении амплитуды тока отличаются на 9 %, в установившемся режиме это отличие составляет 5 %.

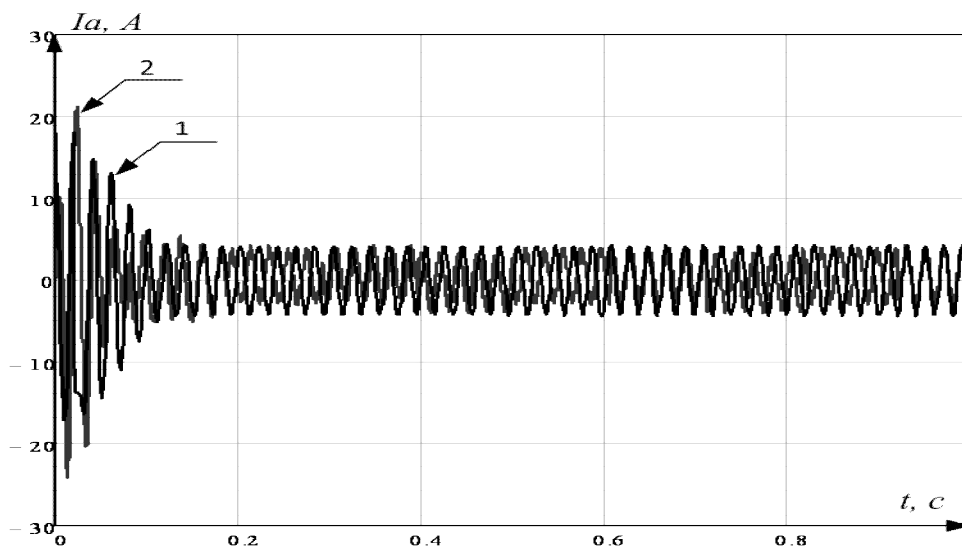


Рисунок 5 – Амплитудные значения силы тока статора при моделировании (1) и экспериментальные значения (2)

ВЫВОДЫ. В данной работе проведено исследование параметров работы электропривода волочильной машины МВ-1000В. Построенная математическая модель работы волочильной машины, описывающая скорость вращения главного барабана, усилия натяжения, а так же параметры работы электропривода, силу тока, момент привода, скорость волочения. Выполнены сравнения экспериментальных данных тока статора АД с результатами моделирования.

На базе математической модели, возможно, осуществить разработку системы автоматического управления электроконтактным волочением проволоки.

Литература

1. Ляшенко В.П., Гусак В.И. Золотарев Г.Р., Корнейчук В.И. Устройство автоматического регулирования температуры при электроконтактном нагреве металла а.с. СССР №1130610. Бюл. изобр. №47, – 1984.
2. Моделювання електромеханічних систем: Підручник / Чорний О.П., Луговой А. В., Д.Й.Родькін, Сисюк Г.Ю., Садовой О.В.– Кременчук,. 2001. – 410 с.
3. Бать М. И., Джанилидзе Г. Ю., Кельзон А. С. Теоретическая механика в примерах и задачах: Учеб. пособие для вузов. – М.: Наука, 1990. –672 с.
4. Булатова М.Н. Математическая модель червячной передачи // Известия Тульского государственного университета. Технические науки. 2009 г. № 2 – 2. с. 21 – 27.
5. Калінов А.П. Комп'ютеризований лабораторний комплекс для дослідження електромеханічних трансмісій транспортних систем // Електромеханічні і енергозберігаючі системи. Щоквартальний науково-виробничий журнал. – Кременчук: КДУ, 2010. – Вип. 1/2010 (9). – С. 50-53.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЖИГАНИЯ ПРИРОДНОГО ГАЗА.

*Н.Н.Худокормов, А.Н. Качанов, Е.В. Мищенко, Е.М.Кувардина.
НПК ЗАО «РЭС», ЮЗГУ, ФГБОУ ВПО «ГОСУНИВЕРСИТЕТ-УНПК»*

Вопросы разработки и исследования энергоэффективных технологий сжигания природного газа на базе парогазоконденсатного цикла на сегодняшний момент времени очень актуальны в связи с повышением стоимости основного энергетического топлива, надвигающимся экологическим кризисом, изменением климата, которые вызываются антропогенными факторами и потерями при производстве тепловой энергии.

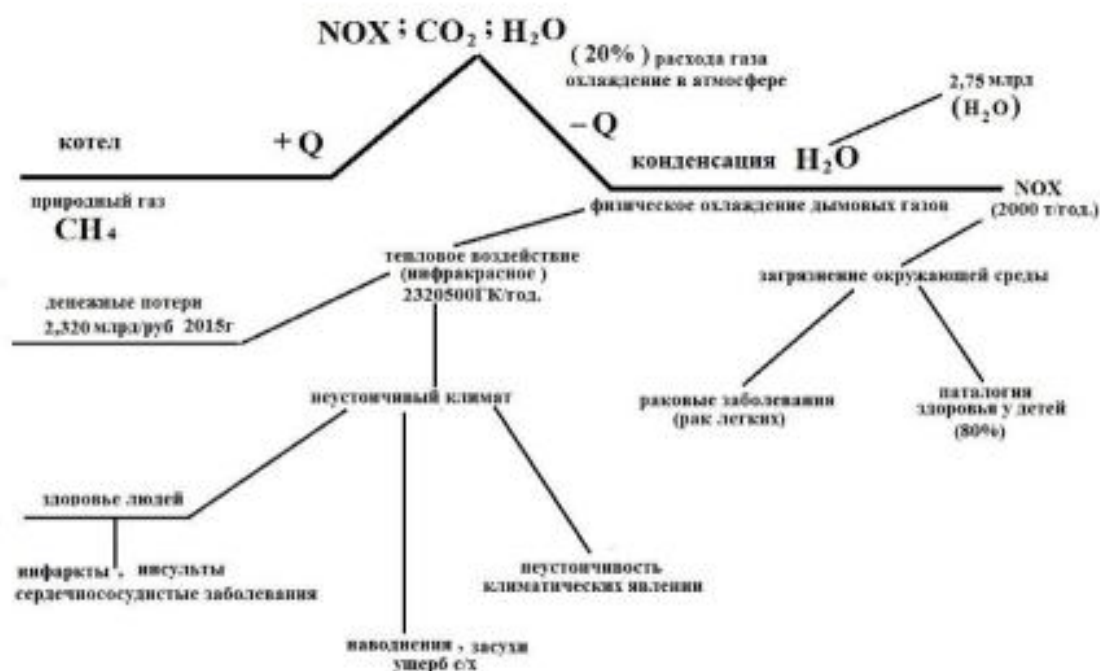


СХЕМА ХИМИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ И ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ СЖИГАНИИ
ПРИРОДНОГО ГАЗА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СУЩЕСТВУЮЩИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Рисунок 1. Схема химических преобразований и тепломассобмена при сжигании природного газа с использованием существующих технологий.

Вопросы изучения процессов эффективного использования топлива сегодня направлены на комплексное решение технических задач, связанных не

только с энергоэффективностью но и с факторами экологической безопасности при получении тепловой энергии [1,2].

Основополагающей технологией при комплексном решении возникших технических задач является глубокое использование теплоты уходящих дымовых газов от топливосжигающих устройств при условии интенсификации теплообмена [2].

На рисунке 1 показаны тепловые поведение дымовых газов в атмосфере, их влияние на издержки общества и влияние на окружающую среду. Диаграмма рассчитана применительно для территории Курской области системы ЖКХ.

Исходя из полученных данных можно сделать выводы, что 2320 млн. рублей в ценах 2014 года просто сгорает в топках топливосжигающих устройств в Курской только в системе ЖКХ, при этом выброс водяных паров составляет 2,75 млрд М3 в год.

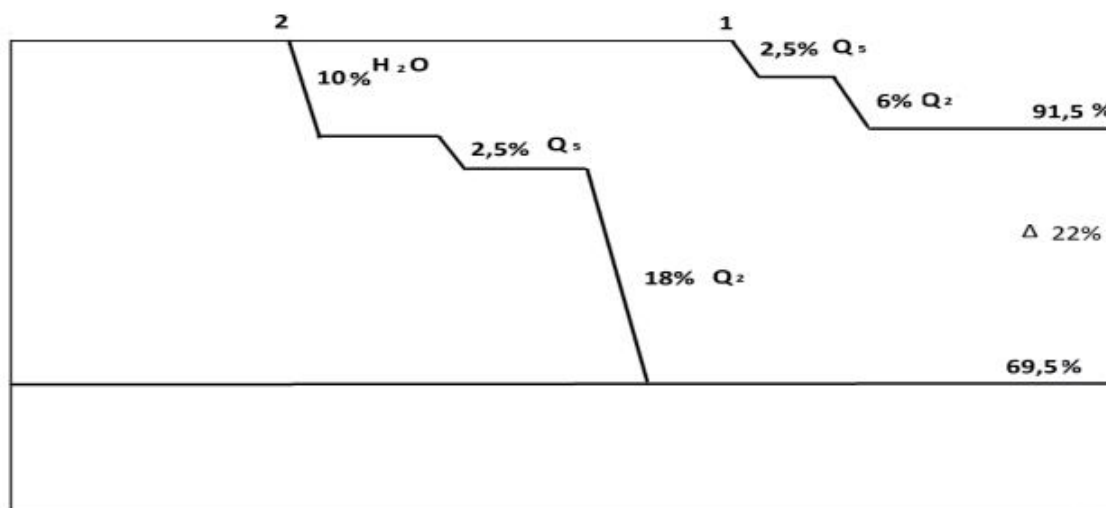


Рис. Использование энергии теплоты при сжигании природного газа в топливосжигающих установках

1. При использовании технологии парогазоконденсатного цикла.
2. При использовании обычной технологии.

1. При использовании технологии парогазоконденсатного цикла.

2. При использовании обычной технологии.

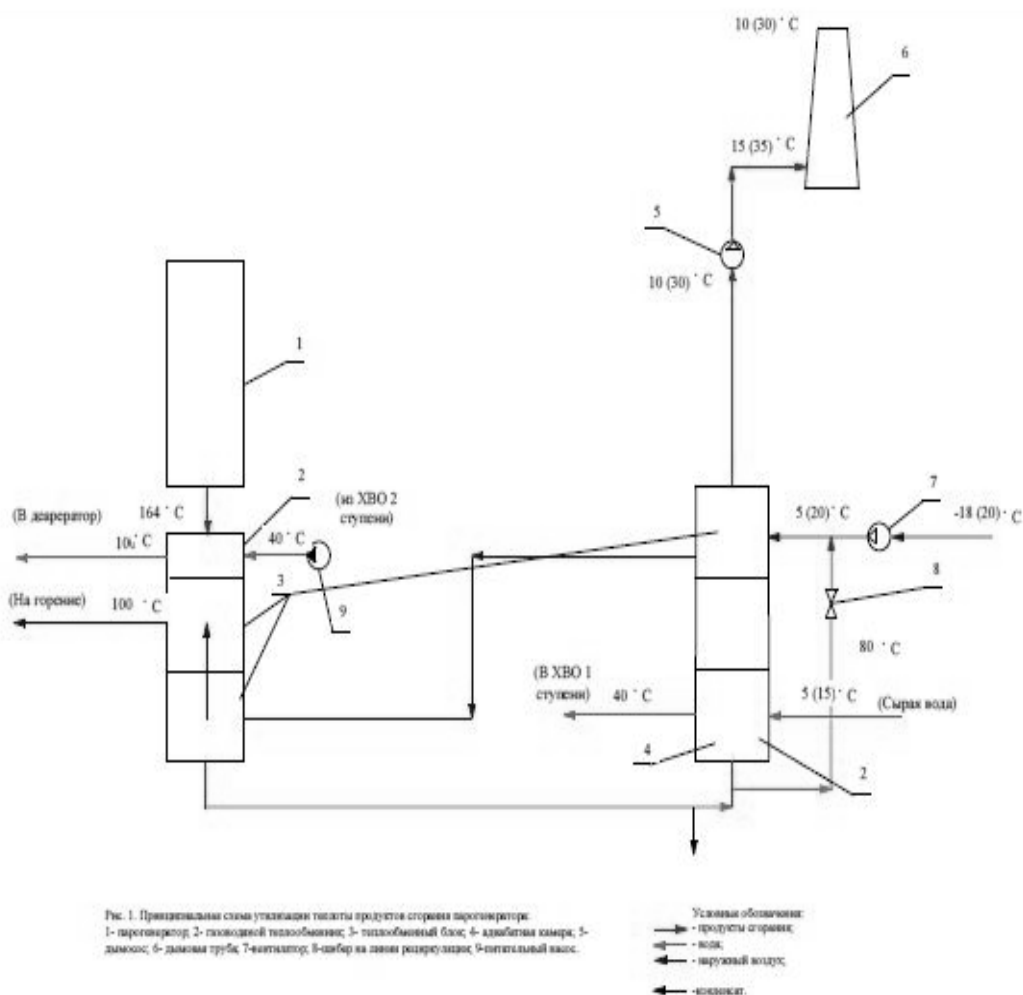
Рисунок 2. Использование энергии теплоты при сжигании природного в топливосжигающих установках.

Выявилась принципиальная возможность существенно снизить затраты на производство тепловой энергии за счет более глубокого снижения потерь теплоты в топливосжигающем устройстве .

Существующие технологии сжигания природного газа сегодня уже не эффективны и использование их ведет к удорожанию себестоимости тепловой

энергии. На рисунке 2 показана разница в потерях теплоты при сжигании природного газа с использованием парогазоконденсатного цикла (1) и при использовании существующих технологий (2). Разница в потерях при этом составляет 22 %.

Исследования по выявлению коэффициента теплопередачи в утилизационном устройстве позволили выявить значительное увеличение последнего при применении парогазоконденсатного цикла за счет интенсификации теплообмена с 30 ккал/м² градС до 300 ккал/м² град С.



Котельная установка; 2 Газовый теплообменник; 3- Теплообменный блок; 4- Адиабатическая камера; 5-Дымосос; Дымовая труба; 7 – Дутьевой вентилятор; 8- Шибер для рециркуляции дымовых газов; 9-Питательный насос.

Рисунок 3. Принципиальная схема установки сжигания природного газа по парогазоконденсатному циклу.

Внедряемая технология лишена недостатков известных процессов по тепловым потерям и позволяет более глубоко использовать теплоту сгорания природного газа.

Перевод топливосжигающих устройств на сжигание природного газа по парогазоконденсатному циклу работает следующим образом:

Для подготовки газозвдушной смеси на в горелочном устройстве установлен акустический газоструйный воздухоподогреватель, цель работы которого заключается в воздействии на факел сжигаемого топлива и снижение выбросов окислов азота на 90 %. Далее на выходе из котельной установки происходит многоступенчатая утилизация теплоты за счет интенсификации теплообмена в элементах теплоутилизационного устройства. Для поддержания постоянства параметров работы котельной установки и снижения расхода электрической энергии в системе применена энергосберегающая автоматика.

Приготовление и подготовка газозвдушной смеси

Процесс работы установки предусматривает использование утилизируемой теплоты в следующих направлениях:

1. Нагрев дутьевого воздуха
2. Нагрев питательной воды
3. Нагрев воды для ГВС.
4. Нагрев воды для системы отопления.

Таким образом, в данной работе предложен вариант решения фундаментальной проблемы создания энергоэффективных технологий на основе сжигания природного газа по парогазоконденсатному циклу.

Снижение расхода природного газа достигается 21 %.

Снижение расхода электроэнергии достигается 40 %.

Список литературы

1. Применение акустических колебаний при получении тепловой энергии- путь к снижению себестоимости производства тепловой энергии. / Худокормов Н.Н., Рождественская Т.С., Жмакин В.А., // Известия Юго-Западного Государственного университета. 2011. № 5-2 (38). С. 272-276 (0,3 п.л.)

2. Использование бесконтактной вибрационной техники ультразвуковой частоты для интегрально-комплексного подхода в тепловой энергетике (надежность, энергоэффективность, экологичность) // Н.Н.Худокормов, Е.В.Мищенко, Б.М.Кривоногов, Н.К.Веретимус/ Сб. Ударно-вибрационные системы, машины и технологии. Материалы V Международного научного симпозиума. ФГБОУ ВПО «ГОСУНИВЕРСИТЕТ-УНПК» Орел. 2013 год.

ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ. КЛАССИФИКАЦИЯ. НОРМИРОВАНИЕ

А.П.Ярлыков

ЗАО «Низко-Частотная Вибрационная Технология»

Регулярно встречающееся в производстве и эксплуатации проявление нестабильности свойств металлических материалов вынуждает исследователей постоянно обращаться к проблеме выявления, описания и устранения внутренних напряжений. Успешное решение проблемы начинается с формулирования понятийного аппарата её описания. Поэтому обратимся к анализу определений внутренних напряжений.

Под НАПРЯЖЕНИЕМ механическим понимают меру внутренних сил, возникающих в деформированном теле... [1]. Определение указывает на внутренние силы противодействия (сопротивления).

Внутренние напряжения, обуславливающие проявление нестабильности свойств, называют так же остаточными напряжениями. По Н.Н. Давиденкову, Гуляеву А.П. [2] различают три вида остаточных напряжений:

- Напряжения 1-го рода - макронапряжения, охватывающие области, соизмеримые с размерами детали и уравнивающиеся в ее пределах. Они имеют ориентацию, связанную с формой детали;
- Напряжения 2-го рода - микронапряжения внутри зерна или группы зерен, структурные напряжения между различными фазами;
- Напряжения 3-го рода - субмикроскопические, элементарные, относящиеся к искажениям атомной решетки кристалла.

Внутренние остаточные напряжения 1-го рода определяют по искажениям формы (размеров) деталей (образцов), но если этих искажений не наблюдают в течении некоторого времени, то деталь считается ненапряжённой. В то же время искажения формы детали могут не происходить при сбалансированности внутренних остаточных напряжений (в отсутствии неупругих эффектов в макроупругой области). Таким образом, эталон ненапряжённого состояния материала деталей точно не определён. Основным показателем естественного поведения материала деталей это отсутствие существенного влияния на изменение свойств их материала при эксплуатации.

Внутренние напряжения 2-го рода привязаны к искажениям размеров групп зёрен. Размеры зёрен и тем более группы зёрен не могут быть опре-

делены как эталонные. За эталон ненапряжённого состояния материала берут состояние данного материала после какой-либо стандартной стабилизирующей обработки.

Внутренние напряжения 3-го рода определены наиболее точно, т.к. привязаны к параметру кристаллической решётки, который достаточно точно поддаётся измерению. Но за эталон ненапряжённого состояния брать отдельный кристалл идеальной формы практически невозможно, потому что в реальных металлах и сплавах присутствует масса дефектов кристаллической решётки, которые вносят локальные и коллективные искажения (напряжения), учесть которые весьма сложно.

Таким образом, достаточно точный эталон ненапряжённого состояния материалов не определён, соответственно, понятие «внутренние напряжения» не может быть достаточно корректным. Поэтому, существующую в настоящее время классификацию остаточных напряжений вполне приемлемо называть полуэмпирической, как это отмечено в работе [3].

«Остаточными напряжениями называют напряжения, которые существуют в замкнутой системе при отсутствии действия внешних сил и моментов. Величина и распределение их таковы, что совокупность всех результирующих сил и моментов, вызванных этими напряжениями, равна нулю и система находится в состоянии механического равновесия. Эти напряжения различаются величиной области, внутри которой они являются гомогенными в отношении постоянства величин и направления. В зависимости от того, соответствуют ли эти области макроскопическим, микроскопическим или атомарным размерам, внутренние напряжения соответственно называются внутренними напряжениями первого, второго или третьего рода. Эта полуэмпирическая классификация исходит из того, что остаточные напряжения являются в определенных участках тела приблизительно постоянными. Так, остаточные напряжения первого рода постоянны в макроскопической области минимум в двух направлениях, причем эта область в поликристаллических материалах, как правило, распространяется на ряд кристаллитов (зерен). При напряжениях второго рода приблизительное постоянство их значений имеет место только в области одного кристалла (зерна), а при напряжениях третьего рода — в пределах нескольких межатомных расстояний. Несмотря на большое число предложений до настоящего времени, соответствующая действительности классификация напряжений отсутствует» [3].

На практике применения метода вибрационного снижения остаточных напряжений часто наблюдали, что при неполном снижении напряжений 1-го рода вибрацией при естественных температурах (на величины менее 50% от исходных значений) работоспособность деталей в эксплуатации возросла гораздо более значительно, чем при снижении остаточных напряжений стандартной стабилизирующей термообработкой на 90% от исходных значений. Подобные эффекты не имеют полноценного объяснения в настоящее время.

В связи с вышеизложенным возникают вопросы: - Что такое вообще внутренние напряжения, их физический смысл, основания для нормировки величин? И какую их часть необходимо снижать (снимать)? Допустимо ли вообще рассматривать вариант возможности их полного отсутствия? Если силы сопротивления, возникающие в материале под действием внешних сил, определяют как внутренние напряжения, то источник их возникновения необходимо физически обосновывать и описывать более определённо.

Поскольку, внутренние напряжения в металлических деталях (телах) связывают с изменением размеров и формы тела (деформациями), а не с движением, потенциальность энергии внутренних напряжений бесспорна.

В силу потенциальности энергий внутренних упругих напряжений появляется требование их нормирования. «Желательно выбрать условие нормировки так, чтобы оно учитывало физические особенности взаимодействия, и тогда, возможно, численное значение потенциальной энергии приобретёт более ясный смысл, а не будет чисто формальным числом» [4].

Поскольку, «...потенциальная энергия определена с точностью до аддитивной постоянной» [4, стр. 164], то мы вправе выбрать аддитивную постоянную из классических соотношений скорости звуковых волн как волн упругих напряжений, в которых присутствуют значения для потенциальных энергий упругих напряжений. Согласно, определения [5, стр. 326] скорость

звука: $c = \sqrt{\frac{K_{ад}}{\rho}}$, (1) где $K_{ад}$ – адиабатический модуль всестороннего сжатия,

$\rho = \frac{m}{V}$ – плотность материала. Возведём в квадрат и преобразуем (1) с учётом плотности материала в следующее соотношение $mc^2 = K_{ад}V$. Принимаем $K_{ад}V$ за аддитивную постоянную упругой потенциальной энергии материала.

Аналогичными аддитивными постоянными будут EV , GV в полном соответствии с положениями и соотношениями теории упругости. Все компоненты величин, составляющих потенциальные энергии упругих напряжений, принятые как аддитивные постоянные, являются физически измеряемыми. Поэтому, значения EV , GV , KV для твёрдых тел указывают на физически реальные запасы потенциальных энергий (собственных энергий тел, сбалансированных внутри материалов). Внутренняя потенциальная энергия упругих напряжений проявляет себя как собственная энергия упругих внутренних напряжений сопротивления твёрдых тел при стремлении внешних напряжений сузить диапазон равновесного упруго-устойчивого состояния материала. В связи с последним положением представляется целесообразным следующее чисто теоретическое рассуждение о потенциально возможной полноте исчерпания всей потенциальной энергии упругих напряжений сопротивления твёрдых материалов, что теоретически возможно при стремлении к нулю всего объёма тела $\Delta V/V \rightarrow 0$ под действием внешних напряжений. На основании закона Гука в рассматриваемом варианте теоретической аппроксимации внешнее напряжение должно будет стремиться к вполне определённой величине равной $\sigma = \lim_{\Delta V \rightarrow V} \left(K \frac{\Delta V}{V} \right) = K$ модулю всестороннего сжатия при объёмном деформировании, аналогично, $\sigma = \lim_{\Delta l \rightarrow l} \left(E \frac{\Delta l}{l} \right) = E$ модулю Юнга при продольном деформировании, в полном соответствии с соотношениями теории упругости.

Как известно, физический смысл модулей упругости состоит в том, что они характеризуют сопротивляемость твёрдых тел (металлов) упругой деформации. Тогда, теоретический предел внутренних напряжений упругого сопротивления материала внешним напряжениям получается точно определённым, и соответствует их модулям упругости в соответствии с вышеприведёнными предельными соотношениями. Если учесть, что в кристаллической решётке твёрдых тел находятся в балансе непрерывно действующие силы отталкивания и притяжения, то это и есть собственные внутренние напряжения в материалах твёрдых тел, которые в области обратимых процессов (упругих деформаций) имеют вполне определённые измеряемые значения равные модулям упругости материалов. Это означает, что потенциально в твердых материалах за аддитивную составляющую в расчётах

собственных внутренних напряжений в твёрдых телах удобно использовать физически обоснованные величины - величины модулей упругости материалов. Под **остаточными напряжениями** в твёрдых телах, в металлах, в таком случае будут пониматься внутренние напряжения, которые в результате внешнего воздействия изменили величину собственных внутренних упругих напряжений от их естественных сбалансированных значений равных модулям упругости. Таким образом, будет решён вопрос нормирования внутренних напряжений твёрдых тел, которое позволит расчётным образом классифицировать состояния материалов физически измеряемыми величинами, выработать основы для методически новых подходов при создании новых материалов сопоставлением физических характеристик состояния их структур.

1. Брюханов А.В. и др. Толковый физический словарь. М., «Русский язык», 1988. – С.233, стр.100.

2. Гуляев А.П. Металловедение. М., «Металлургия», 1978. – С. 647, стр. 300

3. Основы процессов термической обработки (Часть 16). Металлический портал. [Электронный ресурс]. // Режим доступа http://metallicheckiy-portal.ru/articles/plavka_i_rozliv/osnovi_processov_termicheskoi_obrabotki/17 (10.10.2014г.)

4. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. М. «Высшая школа», 1976 – С.416.

5. Ультразвук. Под ред. И.П. Голямина. М., «Советская энциклопедия», 1979. – С.400, стр. 326

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕЛ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ В ЖИДКОСТИ

Коцур О.С., Щеглов Г.А.

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Одной из простейших сопряженных задач гидроупругости является задача о свободных колебаниях маятника в покоящейся несжимаемой среде. Затухание колебаний в общем случае нелинейно. Оно обусловлено действием нестационарных гидродинамических сил, возникающих во время колебаний. Интенсивность затухания существенно зависит от геометрии обтекаемой поверхности и начальной фазы колебаний. В случае, когда колеблющееся в среде тело является плохообтекаемым и вклад в демпфирование колебаний сил инерции среды значительно превосходит вклад сил вязкости, колебания маятника сопровождаются образованием вихрей и в этом случае уже нельзя считать течение потенциальным и использовать для расчета присоединенные массы жидкости. Необходимо учитывать вихревой характер обтекания и взаимосвязь между динамикой движения маятника и эволюцией завихренности в окружающей маятник среде.

В 2014 г. в Федеральной Политехнической Школе Лозанны (EPFL, Швейцария) был проведен ряд экспериментов, в ходе которых методом лазерной трассировки (PIV) [1] были получены поля скоростей и завихренности вблизи маятников различной формы, совершающих свободные колебания с частотой порядка 1 Гц в воде и в воздухе.

На рис.1 показана CAD-модель конструкции физического маятника, используемого в эксперименте. Маятник состоит из следующих основных элементов: плохообтекаемое тело (цилиндр круговой и эллиптический и параллелепипед), балансирующий груз, система подвесов и ножевые шарниры для малого трения. Исследуемое тело опускается в аквариум с водой и совершает свободные колебания. Вид экспериментальной установки дан на рис.2.

При колебании таких плохообтекаемых тел в жидкости возникают когерентные вихревые структуры, отбирающие и запаасающие часть энергии маятника. Вязкость жидкости обуславливает диссипацию вихрей, превращая часть отобранной энергии в тепло. В данной связи возникает интерес в изучении природы вихреобразования, его зависимости от формы исследуемого тела, а также влияние на динамику колебаний тел различной формы.

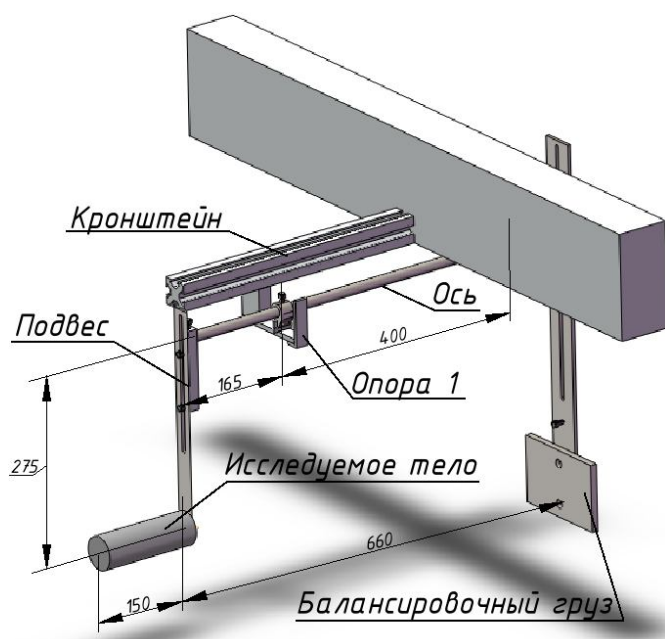


Рис. 1. 3D-модель физического маятника

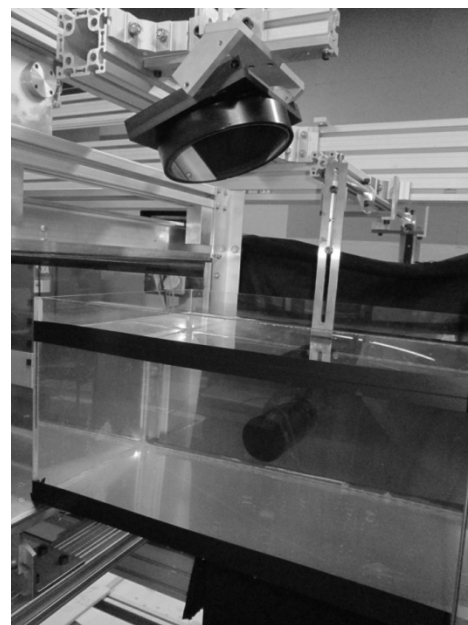


Рис. 2. Аквариум с водой

Рассматриваются результаты анализа и сравнение вихревых картин для тел различных форм: прямоугольного параллелепипеда, цилиндров кругового и эллиптического сечения.

На рис. 3 и 4 в качестве примера показаны линии тока в среднем сечении для двух характерных фаз колебаний:

- I. Момент движения маятника с максимальной скоростью;
- II. Момент остановки маятника в крайнем положении.

С помощью линий тока можно визуально оценить наличие, расположение и размеры возникших вихрей. Очевидны некоторые качественные сходства в картинах обтекания тел в одной и той же фазе: количество крупных вихрей, их общее расположение относительно тела, наличие застойных зон. Однако для каждого тела свойственны особенности и в точном расположении вихрей, и в их интенсивностях, в положениях зон схода вихрей, отрыва течения и т.п.

Кроме того, для каждого тела получены графики затухания амплитуды колебаний. Проведен сравнительный анализ законов затухания колебаний тел различной формы, а также когерентных вихревых структур, соответствующих различным телам для каждой из двух фаз.

Полученные результаты будут использованы в дальнейшем для верификации различных численных методов, применяемых при решении задач гидроупругости. В качестве примера, на рис. 5 приведены графики затухания амплитуды колебания маятника с цилиндрическим телом, полученные в результате эксперимента (синий) и расчета в пакете OpenFOAM (красный).

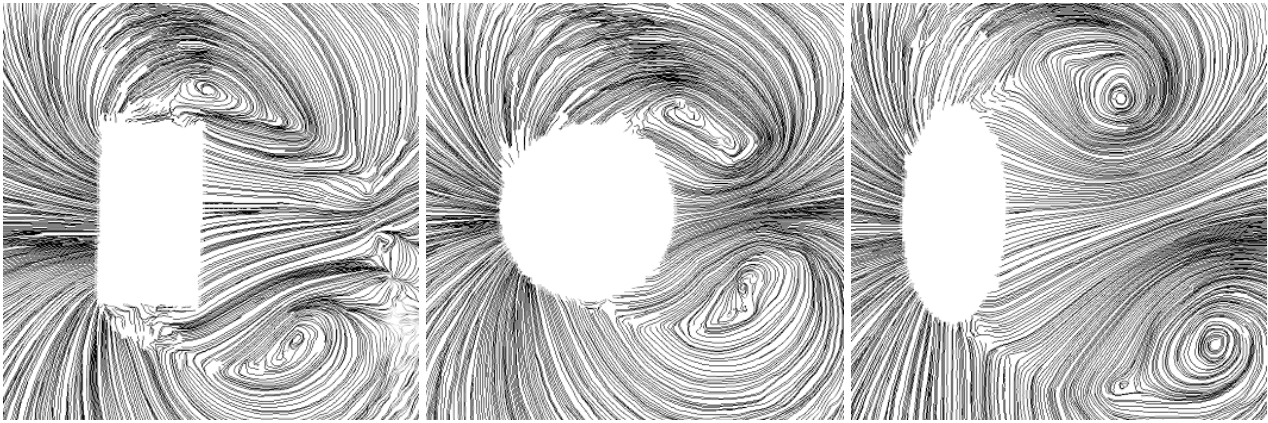


Рис. 3. Линии тока в фазе I для различных тел

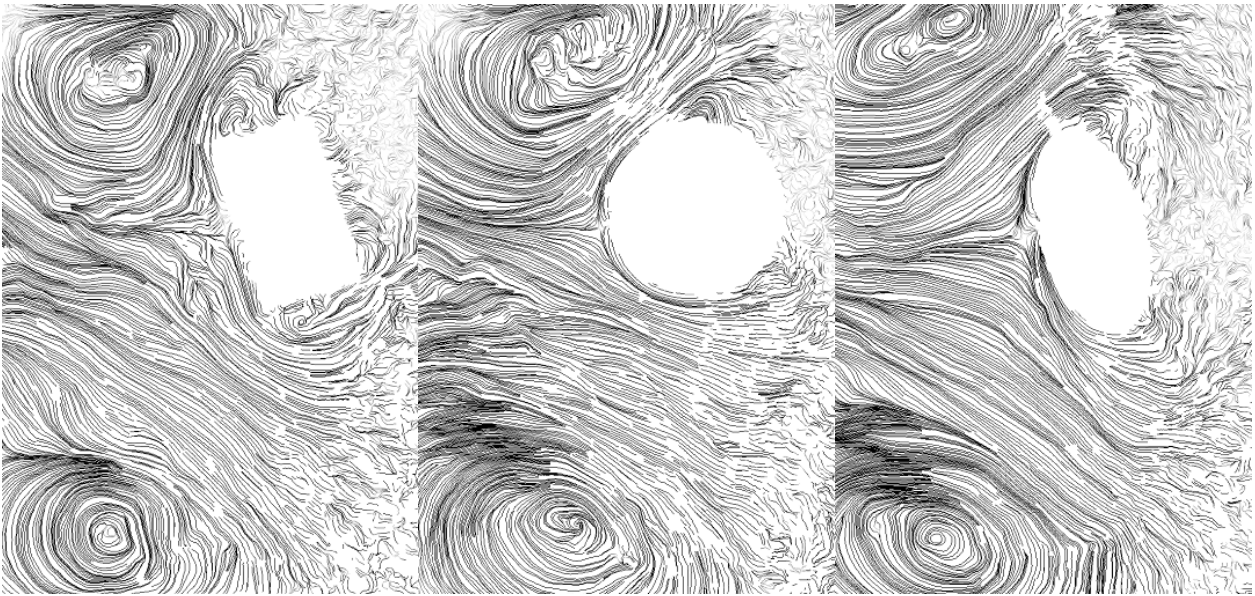


Рис. 4. Линии тока в фазе II для различных тел

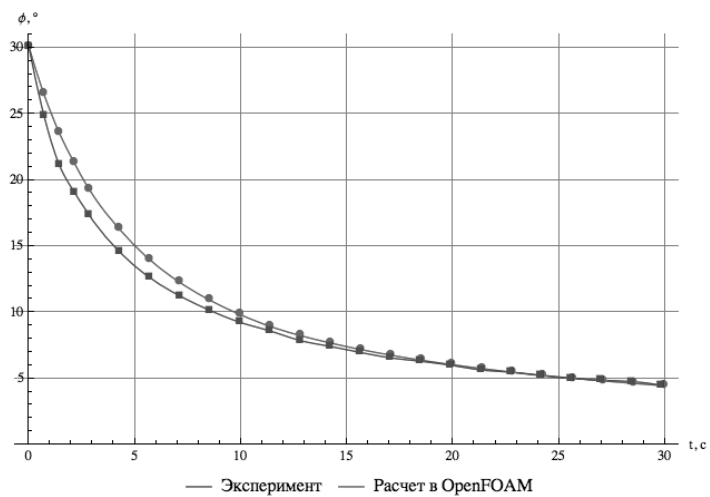


Рис. 5. Изменение амплитуды колебаний маятника с цилиндрическим телом

Литература:

1. M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry. A Practical Guide*. Springer, 2007.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НАНОСПУТНИКА МИНИМИЗИРУЮЩИХ ВОЗМОЖНОСТЬ ПОТЕРИ СТАБИЛИЗАЦИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ СТАРТЕ

*Ю.В. Герасимов, Р.Г. Рахимов, А.Б. Селиванов, Г.К. Каретников.
Центр быстротекающих процессов МГТУ им. Н.Э.Баумана*

Рассмотрены дестабилизирующие резонансные явления, сопровождающие выведение наноспутников импульсным разгонным устройством. При выходе за срез канала ствола в наноспутнике возникают изгибные колебания. Совпадение частоты собственных колебаний наноспутника с частотой аэродинамического воздействия способно привести к кардинальному изменению траектории.

Предлагаемое конструктивное решение наноспутника представлено на Рис.1. Принятая аэродинамическая схема – удлиненное тело с аэродинамической юбкой. Расчет аэродинамических коэффициентов наноспутника произведен по теории Ньютона. Момент аэродинамических сил вызывает колебания наноспутника относительно поперечной оси. При оценке частоты изгибных колебаний наноспутник рассматривался как упругий стержень постоянной плотности.



Рис. 1 Предлагаемое конструктивное решение и внешний вид наноспутника.

Проведена оценка областей возможных параметров движения наноспутника, допускающих резонанс изгибных колебаний и аэродинамического воздействия. На основе рассчитанных частот наноспутника, определены рациональные параметры запуска и предложены конструктивные решения наноспутника, позволяющие снизить дестабилизирующие резонансные явления.

УСКОРЕНИЕ ТЕЛА ПЛАЗМЕННЫМ ПОРШНЕМ В КАНАЛЕ РЕЛЬСОТРОНА

Ю.В. Герасимов, Р.Г. Рахимов, А.Б. Селиванов.

Центр быстропротекающих процессов МГТУ им. Н.Э.Баумана

В работе рассмотрено ускорение тела плазменным поршнем в канале рельсотрона. Актуальность задачи связана с дороговизной доставки спутников на орбиту традиционными средствами. Метание спутников в околоземное пространство с помощью импульсных разгонных устройств позволит существенно снизить затраты.

Динамика плазменного поршня в магнито-гидродинамическом приближении описывается уравнением движения:

$$\rho \frac{d\bar{g}}{dt} = -\bar{\nabla} p + \bar{j} \times \bar{B}$$

и уравнением состояния идеального газа. Принципиальная схема ускорительной установки представлена на Рис. 1.

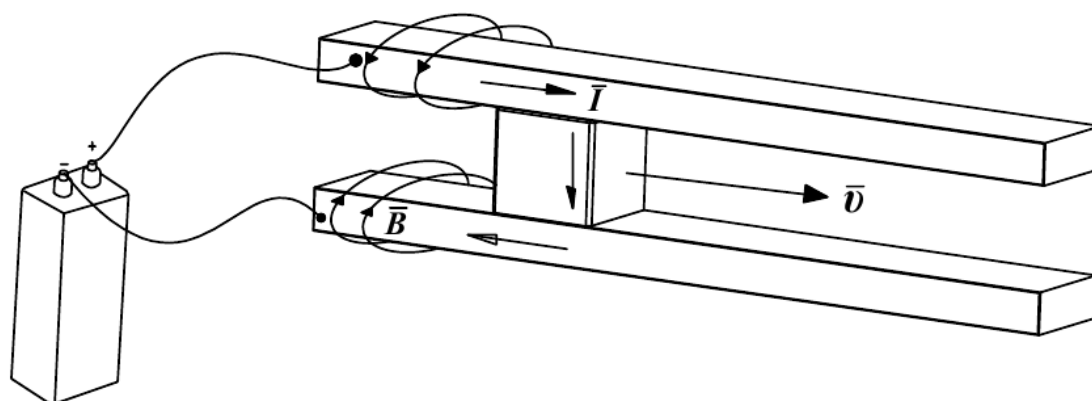


Рис.1. Принципиальная схема ускорительной установки.

Для определения рациональных параметров разгонной системы проводились расчеты, в которых варьировались следующие параметры: вектор магнитной индукции, габаритные размеры канала рельсотрона и метаемого тела, плотность тока. Получены рациональные параметры разгонного устройства и метаемого тела.

ПРИМЕНЕНИЕ УТОЧНЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ ЭЛЕМЕНТАХ КОНСТРУКЦИЙ

Н.И. Архипова, В.И. Ерофеев, В.М. Сандалов

Институт проблем машиностроения РАН, Нижний Новгород, Россия

Для расчёта напряженно-деформированного состояния, решения задач устойчивости составных систем точность классической теории пластин и оболочек становится недостаточной, поскольку приводит к большим погрешностям. В связи с этим используют уточненные или неклассические теории (модели), построенные, как и классические, методом гипотез, но менее жестких. Эти модели учитывают дополнительные факторы, влияющие на динамический процесс, или свободны от некоторых гипотез, принятых в инженерных теориях и ограничивающих область их применимости. В публикуемой работе показано, что уточненные (неклассические) стержневые модели могут быть применены для описания динамических процессов в слоистых элементах конструкций. Рассуждения проводятся на примере двухслойной мембраны, совершающей поперечные колебания.

Рассмотрим задачу о поперечных колебаниях двухслойной мембраны, которые описываются системой уравнений:

$$\begin{cases} \rho_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + R(u_1 - u_2) = N_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + N_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \\ \rho_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + R(u_2 - u_1) = N_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + N_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} \end{cases} \quad (1)$$

где $u_{1,2}$ – поперечные отклонения мембран, $\rho_{1,2}$ – погонные плотности, $N_{1,2}$ – натяжения мембран, R – сила их упругого взаимодействия.

Система (1) может быть сведена к одному уравнению относительно поперечного смещения u_1 . В результате получим уравнение в виде:

$$(\rho_1 + \rho_2) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\rho_1 \rho_2}{R} \frac{\partial^4 u}{\partial t^4} - (N_1 + N_2) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{N_1 N_2}{R} \left(\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 u}{\partial y^4} \right) - \frac{N_1 \rho_2 + N_2 \rho_1}{R} \left(\frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial t^2} + \frac{\partial^4 u}{\partial y^2 \partial t^2} \right) = 0 \quad (2)$$

где $u = u_1(x, t)$.

Перемещение u считаем изменяющимся по закону бегущей гармонической волны: $u(x, y, t) = A e^{i\theta} + A^* e^{-i\theta}$, здесь $\omega t - k_x x - k_y y = \theta$ – фаза волны.

Уравнение в частных производных (2) сведем к бигармоническому уравнению:

$$\omega^4 \rho_1 \rho_2 - \omega^2 (N_1 \rho_2 + N_2 \rho_1) (k_x^2 + k_y^2) + N_1 N_2 (k_x^2 + k_y^2)^2 - \omega^2 R (\rho_2 + \rho_1) + R (N_1 + N_2) (k_x^2 + k_y^2) = 0$$

Частота и волновое число связаны соотношением:

$$\omega = \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{(N_1 \rho_2 + N_2 \rho_1) (k_x^2 + k_y^2) + R (\rho_2 + \rho_1) \pm \sqrt{(N_1 \rho_2 - N_2 \rho_1)^2 (k_x^2 + k_y^2)^2 + R^2 (\rho_2 + \rho_1)^2 + 2R (k_x^2 + k_y^2) (N_1 \rho_2 - N_2 \rho_1) (\rho_2 - \rho_1)}}{\rho_1 \rho_2}}$$

Качественный вид дисперсионных зависимостей $\omega(k_x, k_y)$ приведен на рис.1.

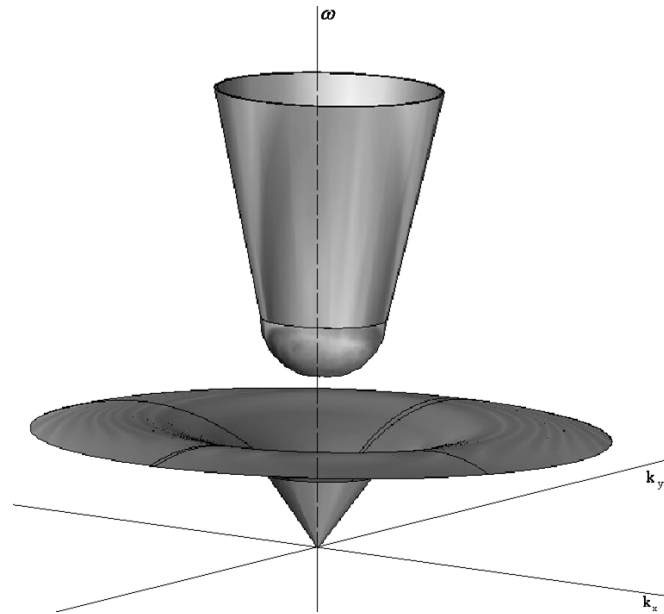


Рис.1 Зависимость частоты волны от волновых чисел

Из рисунка видно, что купол, выходящий из начала координат движется вперед по оси ω , расплываясь в стороны по осям k_x, k_y . С ростом k_x, k_y парабола $\omega(k_x, k_y)$ растёт до определенного предела, постоянно расплываясь в стороны и двигаясь вперед, приводя к крестообразной структуре.

В случае пересечения поверхности вращения плоскостью k_y , на дисперсионной плоскости (ω, k_x) , где k_x – волновое число, существуют две дисперсионные ветви, одна из которых выходит из начала координат и приближается к горизонтальной асимптоте

$$\omega = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{R(\rho_2 + \rho_1) + \sqrt{R^2(\rho_2 + \rho_1)^2 + 2R(k_x^2 + k_y^2)(T_1 \rho_2 - T_2 \rho_1)(\rho_2 - \rho_1)}}{\rho_1 \rho_2}}.$$

Вторая ветвь выходит из точки $\omega = \sqrt{\frac{R(\rho_2 + \rho_1)}{\rho_1 \rho_2}}$ и с увеличением частоты приближается к наклонной асимптоте $\omega = \pm k_x$. Качественный вид дисперсионных зависимостей $\omega(k_x, k_y)$ приведен на рис.2.

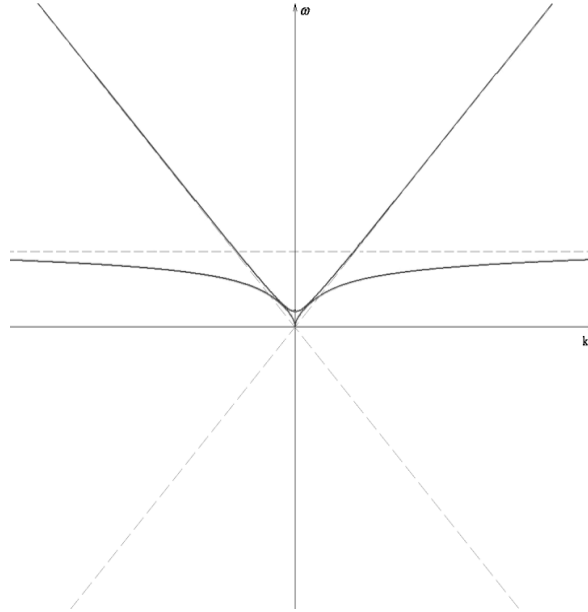


Рис. 2 Зависимость частоты от волнового числа при $k_y=0$.

Далее рассмотрим поперечные колебания двухслойной мембраны с учетом геометрической нелинейности, которые описываются системой уравнений:

$$\begin{cases} \rho_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + R(u_1 - u_2) = N_1 \left[\left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \right)^2 \right) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \right] \\ \rho_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + R(u_2 - u_1) = N_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \right)^2 \right) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \right] \end{cases} \quad (3)$$

Система (3) может быть сведена к одному уравнению, которое в безразмерных величинах: $U = \frac{u}{u_0}$; $X = \frac{x}{\Lambda}$; $T = \frac{t\sqrt{D}}{\Lambda\sqrt{\rho_2\gamma}}$; $Y = \frac{y}{\Lambda}$; $\gamma = 1 + \frac{\rho_1}{\rho_2}$ (здесь u_0 – перемещение, Λ – длина волны) и с учётом обозначения: $D = N_1 + N_2$ выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\rho_1 D}{R \Lambda^2 \gamma^2 \rho_2} \frac{\partial^4 U}{\partial T^4} - \frac{\rho_2 N_1 + \rho_1 N_2}{R \gamma \rho_2 \Lambda^2} \left(\frac{\partial^4 U}{\partial X^2 \partial T^2} + \frac{\partial^4 U}{\partial Y^2 \partial T^2} \right) + \\ & + \frac{N_1 N_2}{R \Lambda^2 D} \left(\frac{\partial^4 U}{\partial X^4} + 2 \frac{\partial^4 U}{\partial X^2 \partial Y^2} + \frac{\partial^4 U}{\partial Y^4} \right) - \frac{u_0^2}{2 \Lambda^2} \left(\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Решение уравнения (4) будем искать в виде функций $\xi = X - cT$; $\eta = \varepsilon X$; $\chi = \sqrt{\varepsilon}Y$, где $c = \text{const}$ – скорость волны. Предположим, что слагаемые в уравнении (4) порядка ε . Пренебрегаем величинами, в которых степень ε выше 2. Это позволяет перейти от уравнения в частных производных к системе алгебраических уравнений, где U представим в виде $U = U_0 + \varepsilon U_1$:

$$\begin{cases} (c^2 - 1) \frac{\partial^2 U_0}{\partial \xi^2} = 0 \Rightarrow c = 1 & (a) \\ (c^2 - 1) \frac{\partial^2 U_1}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 U_0}{\partial \xi \partial \eta} - \frac{\partial^2 U_0}{\partial \chi^2} + \left[\frac{\rho_1 D}{\varepsilon R \Lambda^2 \gamma^2 \rho_2} c^4 - \frac{\rho_2 N_1 + \rho_1 N_2}{\varepsilon R \gamma \rho_2 \Lambda^2} c^2 + \frac{N_1 N_2}{\varepsilon R \Lambda^2 D} \right] \frac{\partial^4 U_0}{\partial \xi^4} - \\ - \frac{u_0^2}{2 \Lambda^2 \varepsilon} \left(\frac{\partial U_0}{\partial \xi} \right)^2 \frac{\partial^2 U_0}{\partial \xi^2} = 0 & (b) \end{cases} \quad (5)$$

После сведения системы (5) к одному уравнению и дифференцирования полученного уравнения по ξ , получим:

$$\frac{\partial^3 U_0}{\partial \xi^2 \partial \eta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U_0}{\partial \chi^2 \partial \xi} + \Gamma \frac{\partial^5 U_0}{\partial \xi^5} + \frac{u_0^2}{4 \Lambda^2 \varepsilon} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial \xi} \right)^2 \frac{\partial^2 U_0}{\partial \xi^2} \right] = 0, \quad (6)$$

где

$$\Gamma = \frac{1}{2\varepsilon} \left[\frac{\rho_2 N_1 + \rho_1 N_2}{R \gamma \rho_2 \Lambda^2} - \frac{\rho_1 D}{R \Lambda^2 \gamma^2 \rho_2} - \frac{N_1 N_2}{R \Lambda^2 D} \right]$$

Уравнение в частных производных (6) сводится к уравнению относительно продольной деформации $\frac{\partial U_0}{\partial \xi} = W$:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\partial W}{\partial \eta} + G W^2 \frac{\partial W}{\partial \xi} + \Gamma \frac{\partial^3 W}{\partial \xi^3} \right] = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial \chi^2}, \quad (7)$$

$$\text{где } G = \frac{u_0^2}{12 \Lambda^2 \varepsilon}$$

Таким образом, поперечные колебания двухслойной мембраны с учетом геометрической нелинейности можно описать модифицированным уравнением Кадомцева-Петвиашвили.

Работа выполнялась при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-19-01637).

Список литературы

1. Артоболевский И.И., Бобровницкий Ю.И., Генкин М.Д. Введение в акустическую динамику машин. М.: Наука, 1979. 296 с.
2. Григолюк Э.И., Селезов И.Т. Неклассические теории стержней, пластин и оболочек. М.: ВИНТИ, 1973. 272 с.
3. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.

ДЕФОРМАЦИЯ КОРПУСА НАНОСПУТНИКА ПРИ ВЫХОДЕ ЕГО ИЗ КАНАЛА РЕЛЬСОТРОНА

Ю.В. Герасимов, В.В. Коржов

В работе рассматриваются колебания наноспутника, возникающие при выходе за срез канала рельсотрона.

После выхода за срез канала рельсотрона наноспутник испытывает разгрузку, в результате которой деформируется его удлиненный корпус. Пакет волн, распространяющийся по корпусу, приводит к многомерной потере устойчивости и изменению геометрии наноспутника. В идеальном случае его корпус будет представлять винтовую линию.

Изменение геометрии наноспутника существенно влияет на аэродинамические характеристики, такие как коэффициент лобового сопротивления и коэффициент подъемной силы (C_x и C_y). Изменение этих характеристик во времени также приводит к изменению периода колебаний корпуса наноспутника.

В работе представлены максимальные значения амплитуды и частоты колебаний наноспутника, а так же его текущие геометрические характеристики. Оценено максимальное аэродинамическое сопротивление, возникающее в этом случае и оценены максимально возможные падения конечной скорости. Проанализированы возможности вывода на орбиту.

ОСНОВЫ РАСЧЕТА САМОЗАКРЕПЛЯЮЩИХСЯ АНКЕРОВ ТРУБЧАТОГО ТИПА

*И.Г.Жиденко, А.А.Зубков, И.М.Кутлубаев,
И.И.Мельников, М.С.Мухамедьярова*

*ФГБОУ ВПО «Магнитогорский государственный технический
университет им. Г.И. Носова», г. Магнитогорск*

Значительный объем затрат при добыче полезных ископаемых, добываемых подземным способом, приходится на работы по укреплению шахтных выработок. Основной задачей является предотвращение вывалов пород, в пространство выработок, используемых для транспортных и технологических целей.

Наибольшее распространение имеет технология, включающая четыре этапа: бурение шпуров, установка и закрепление анкеров, крепление к анкерам армирующей сетки, создание каркаса из бетонной смеси. Наиболее ответственными и трудоемкими являются работы, выполняемые на втором этапе. В настоящее время разработан и реализован ряд прогрессивных способов, позволяющих повысить надежность установки анкеров и одновременно снизить трудоемкость. Разработанный Н. Lindeboom способ установки основан на фиксации анкера трубчатого типа в шпуре за счет сил трения [1].

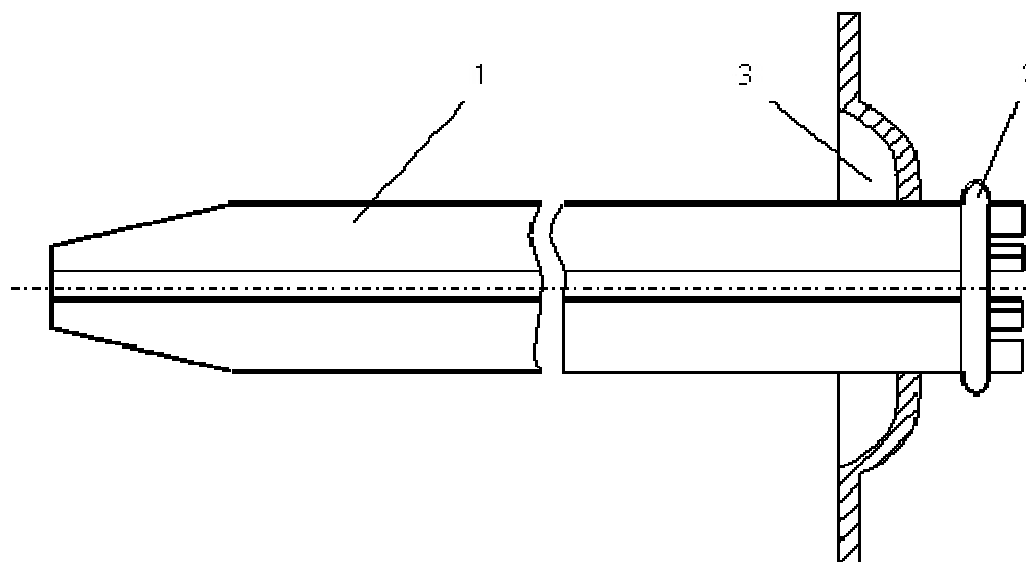


Рисунок 1 – Общий вид самозакрепляющегося анкера.

Базовая конструкция анкера непрерывно совершенствуется [2]. При этом, основная составляющая решения остается неизменной. Самозакрепляющийся анкер (СЗА) представляет собой несущий элемент 1 (НЭ), с жестким упором 2, и опорную плиту 3 установленную свободно на НЭ (рис.1).

НЭ выполнен в виде цилиндрической поверхности с продольным пазом и головной частью конической формы. Внешний диаметр НЭ – d_B выполняется превышающим диаметр шпура – $d_{ш}$, на величину Δ .

При установке в шпур диаметр НЭ уменьшается на величину Δ , за счет его упругой деформации создается нормальное давление на поверхности сопряжения НЭ – шпур. Нагрузочная способность СЗА определяется распределенной силой трения создаваемой упруго деформированным НЭ.

Параметрами, определяющими конструкцию СЗА и его функциональность являются: длина НЭ - l , внешний диаметр НЭ - d_B , разность диаметров - Δ , толщина стенки – δ , угол при вершине НЭ - α , ширина паза - b .

Численные значения перечисленных параметров должны обеспечить выполнение обязательных условий функционирования:

1. Распределенная сила трения должна быть больше или равна силе тяжести «конуса вывала» $F_{тр} > G_{КВ}$;
2. Усилие установки (сила сопротивления) не должно превышать критическую силу по Эйлеру $F_{кр} > F_{ус}$;
3. Действующие напряжения, возникающие в стенках НЭ не должны превышать допускаемые $[\sigma] > \sigma$.

Кроме того, на все вектор искомым параметров накладываются прямые ограничения вида $X_{min} < X < X_{max}$.

При формировании расчетной модели приняты допущения.

Деформация по всему контуру поперечного сечения анкера равномерна и вызвана изгибом.

В сечениях с максимальным напряжением ее величина равна пределу текучести материала.

Действие со стороны массива на анкер представляется в виде равномерно распределенной нагрузки интенсивностью q .

Паз анкера обеспечивает беспрепятственное, относительное, перемещение его свободных поверхностей.

Величина $F_{ус}$ определяется сопротивлением упругой деформации НЭ.

$$F_{ус}^I = F_{трП},$$

где: $F_{\text{трП}}$ - сила трения, обусловленная деформацией стенок анкера в поперечной плоскости

$$F_{\text{трП}} = 0,96 * r * \sigma_T * \delta * l_{\text{соп}} * f_{\text{тр1}} / (r + \delta/2);$$

δ – толщина стенки;

$l_{\text{соп}}$ – продольная длина анкера, сопряженная с массивом;

σ_T – предел текучести материала анкера;

$f_{\text{тр1}}$ – коэффициент трения скольжения НЭ - массив;

r – радиус анкера по среднему диаметру в сжатом состоянии;

$$F_{\text{кр}} = \pi^2 * E * J / (\mu l_{\text{НЭ}})^2,$$

E – модуль упругости;

J - момент инерции сечения НЭ в недеформированном состоянии;

μ – коэффициент приведения длины, $\mu = 2$

При этом $l_{\text{НЭ}}$ следует принимать численно равной l .

На последующих этапах $l_{\text{НЭ}}$ становится меньше величины $l_{\text{НЭ}}$ на величину внедрения анкера в массив, но одновременно увеличивается $F_{\text{УС}}$. В связи с этим выполнение второго условия следует проверять при нескольких значениях $l_{\text{НЭ}}$.

Третье условие функционирования отражает нахождение действующих напряжений в зоне упругости материала НЭ.

В данной постановке задача имеет вид классической задачи оптимизации. В качестве целевой функции целесообразно принять массу НЭ (массу головной части не учитываем в виду малости)

$$\Phi = (2 * (d_{\text{ш}} + \Delta) * \delta * l$$

Изложенный подход позволяет определять параметры СЗА обеспечивающие условия установки НЭ и его функционирование.

1. Friction rock stabilizer and method of installing same in an earth structure №4334804 US, МПК E 21D 20/00 /Н. Lindeboom заяв. и патентообладатель Ingersoll-Rand Company. - US 06/138,168 заявл. 07.04.1980; опубл. 15.06.1982.

2. Устройство для установки трубчатых анкеров: пат. № 95029 РФ МПК E21D 21/00 /Зубков А.А., Зубков А.Е. 2012124915/03, заяв. и патентообладатель ООО «УралЭнергоРесурс». - № 2009124347/22; заявл. 25.06.2009; опубл. 10.06.2010, Бюл. № 24

РАЗРАБОТКА АНТРОПОМОРФНОГО РОБОТА С ИНТЕРАКТИВНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

Богданов А.А., Кутлубаев И.М., Пермяков А.Ф., Сычков В.Б.

*ФГБОУ ВПО «Магнитогорский государственный технический
университет им. Г.И. Носова», ОАО «НПО Андроидная техника»*

Опыт работы орбитальных станций определил необходимость создания систем, способных в значительной мере заменить действия космонавтов. Специфика работ, выполняемых вне гермоотсеков орбитальных станций, заключается в необходимости проведения оценок состояния обслуживаемых объектов и оперативного планирования движений. Выполняемые работы характеризуются рядом особенностей, основными из которых являются: изначальная ориентация на движения, присущие человеку, не полная определенность ситуации в рабочей зоне, изменяющаяся по мере выполнения движений.

Управление движением звеньев РС целесообразно вести непосредственно оператором. Это, в совокупности с другими решениями, обеспечивает оперативную оценку обстановки в рабочей зоне и быстрое принятие адекватных решений. В связи с этим, к реализации была взята робототехническая система (РС) с интерактивным управлением и исполнительным устройством (ИУ), структурная схема которого построена по аналогии с телом человека (рис.1).

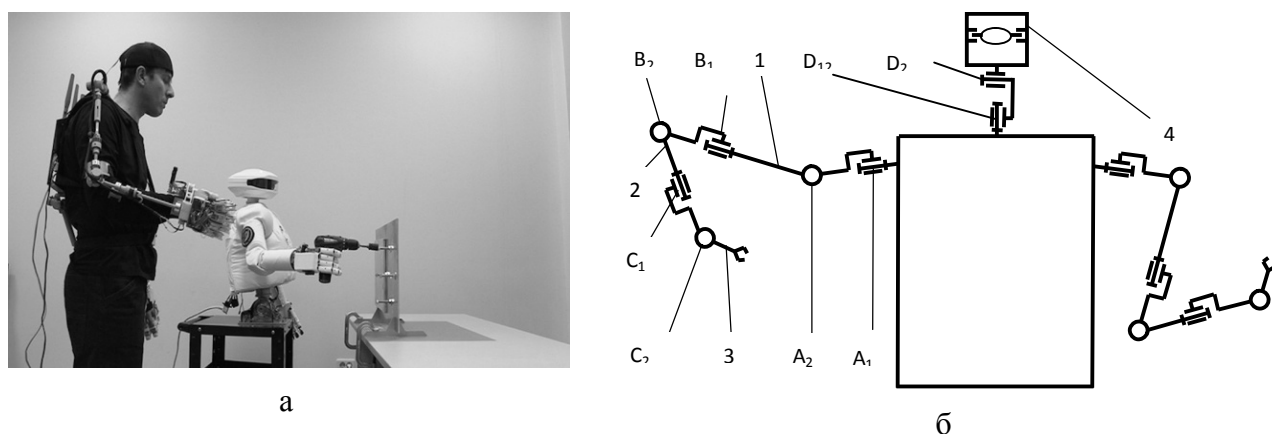


Рисунок 1 – Робототехническая система с интерактивным управлением: а – костюм управления, б – исполнительное устройство, в – кинематическая схема ИУ.

ИУ состоит из: корпуса, двух манипуляторов, блока контроля. Каждый манипулятор представляет собой разомкнутую кинематическую цепь с тремя подвижными звеньями: 1 – «плечо», 2 – «предплечье», 3 – «кисть».

Пределы изменения обобщенных координат во вращательных парах образованных: A1,2 – «плечо» - «корпус», B1,2 – «плечо» - «предплечье», C1,2 – «предплечье» - «кисть». В качестве кисти использовался антропоморфный захват [1] с пятью структурными группами, обеспечивающими работу со штатным, бортовым набором инструментов. Каждый манипулятор имеет шесть степеней свободы. Это обеспечивает зону обслуживания, аналогичную создаваемой рукой оператора.

Блок контроля 4 позволяет вести непрерывное наблюдение за ситуацией в рабочей зоне РС. Его соединение с корпусом через вращательную пару D1,2 обеспечивает поворот на угол $\pm 60^\circ$ и качание на угол $\pm 30^\circ$. Видеокамеры блока контроля передают изображение оператору.

Значительное число степеней подвижности ИУ, определило выбор в качестве задающего устройства - специальный костюм, выполненный в виде рычажной системы, надеваемой на оператора и имеющей кинематическую схему с вращательными парами, положения которых совпадает с суставами человека. Сигналы управления соответствующими приводами формируются за счет естественных движений рук оператора.

Костюм дополняется шлемом, соединенным с костюмом через кинематическую пару IV класса и надеваемым на голову оператора. Естественные движения головы оператора обеспечивают управление приводами блока контроля. Шлем оснащен экраном, на который проецируются изображения, снимаемые видеокамерами. Это обеспечивает создание у оператора эффекта присутствия в зоне действия манипуляторов.

В приводах степеней подвижности были использованы двигатели и редуктора фирмы MAXON MOTOR. Для контроля движения использовались энкодеры типа FJN 5K. Система управления оснащается дополнительным контуром управления от персонального компьютера. При этом обеспечивается взаимодействие микроконтроллер задающего устройства – персональный компьютер – режим «обучения», персональный компьютер – микропроцессор ИУ – выполнение движений по «библиотеке типовых движений».

Таблица - Основные параметры робототехнической системы

Звено	Масса, кг	Длина звена, мм	Угол поворота, град
Корпус	10,5	330*370*452	-
«Плечо»	5,8	282*120*100	$\varphi_{A1} = \pm 45^{\circ}$, $\beta_{A1} = \pm 45^{\circ}$
«Предплечье»	2,7	210*100*80	$\varphi_{B1} = \pm 45^{\circ}$, $\beta_{B1} = +40^{\circ}$
«Кисть»	0,8	160*110*60	$\varphi_{C1} = \pm 85^{\circ}$, $\beta_{C1} = \pm 30^{\circ}$
Блок контроля	1,6	180*160*160	$\varphi_{D1} = \pm 60^{\circ}$, $\beta_{D1} = \pm 30^{\circ}$

Реализованная РС, в конечном виде, обладает масса - габаритными характеристиками, представленными в таблице 1.

Значительный объем разнообразных операций, выполненных с использованием РС, позволил сформулировать следующие выводы:

- принятая концепция построения РС обеспечивает реализацию основных требований, предъявляемых к номенклатуре выполняемых работ на орбитальной станции;
- обеспечивает качественный контроль обстановки и оперативное управление манипуляторами в рабочей зоне;
- для расширения номенклатуры выполняемых операций, за счет увеличения угла ориентации захвата и увеличения скорости выполнения действий, необходимо выполнить соединение «кисть» - «предплечье» вращательной парой III класса.

1. Богданов А.А., Пермяков А.Ф., Канаева Е.И., Кутлубаев И.М. Захват манипулятора для работы в экстремальных условиях // Решетневские чтения: материалы XV междунар. науч. конф.: в 2 ч.; под общ.ред. Ю.Ю.Логинова; Сиб. гос. ун-т. – Красноярск, 2011. – Ч.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПОДВИЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ СТАТОРОВ ТУРБОГЕНЕРАТОРОВ ТИПА ТВВ-320-2 МЕТОДОМ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

А.Л. Назолин

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Одной из важных задач виброакустической диагностики статоров мощных турбогенераторов является разработка формализованной диагностической модели виброакустических колебаний статора мощного генератора с дефектами ослабления узлов креплений. Важным шагом на пути построения такой модели и оценки возможности обнаружения дефектов по спектру виброускорения обшивки корпуса статора работающего генератора является определение динамических свойств конструкций статоров мощных генераторов от мест возникновения дефектов до мест установки датчиков на обшивке корпуса.

Поскольку точное теоретическое описание динамических свойств сложной сборной конструкции статора в акустическом диапазоне частот крайне затруднительно, эти свойства определены экспериментально методом ударного возбуждения возбудителем, не прикрепленным к конструкции. Для этого, с учетом рекомендаций ГОСТ ИСО 7626-5-99 [1], разработана методика экспериментального определения механической подвижности конструкции статора мощного турбогенератора, которая предназначена для применения в условиях электростанций на турбогенераторах, выведенных в капитальный ремонт, и на стендах заводов изготовителей. В ней обоснована типичная схема проведения ударных испытаний, определены требования к измерительной аппаратуре и ее калибровке, предложены удобные интегральные числовые параметры контроля правильности измерений.

Экспериментальные исследования проводились в условиях электростанций на 4-х турбогенераторах типа ТВВ-320-2 в период проведения их капитальных ремонтов. Срок эксплуатации турбогенераторов от 1 года до 49 лет. Техническое состояние статоров различное: от удовлетворительного (без

дефектов ослабления креплений) до неудовлетворительного (с дефектами ослабления креплений).

Согласно [1; 2] при ударных испытаниях наилучшей оценкой идеальной частотной характеристики ускоряемости конструкции, сводящей к минимуму влияние паразитного (некоррелированного) шума на выходе, является оценка

$$\hat{H}(f) = \frac{\hat{G}_{FX}(f)}{\hat{G}_{FF}(f)}, \quad (1)$$

где
$$\hat{G}_{FX}(f) = \frac{1}{n_d} \sum_{i=1}^{n_d} \hat{F}_i(f) \cdot \hat{X}_i(f), \quad (2)$$

– оценка усредненного взаимного спектра сигналов реакции и силы,

$$\hat{G}_{FF}(f) = \frac{1}{n_d} \sum_{i=1}^{n_d} \hat{F}_i(f) \cdot \hat{F}_i^*(f) \quad (3)$$

– оценка усредненного взаимного спектра сигнала силы. Здесь: $\hat{F}_i(f)$ и $\hat{X}_i(f)$ – оценка комплексного спектра i -й реализации сигнала силы $F_{yo}(t)$ и сигнала реакции (виброускорения) $x(t)$ соответственно; n_d – число реализаций (ударов), по которым проводится усреднение.

Анализ результатов испытаний показал следующее (рис.):

1. В диапазоне частот от 1 до 10кГц динамические свойства конструкции статора в первом приближении могут быть описаны в рамках линейной модели с помощью оценок частотных характеристик ускоряемости (1).

При ударном возбуждении освобожденных из закрепления элементов статора они совершают свободные затухающие колебания в пределах зазоров. Спектр таких в общем случае нелинейных колебаний содержит супергармоники, кратные частотам свободных колебания системы. Наиболее интенсивные гармоники сосредоточены в низкочастотной части спектра до 300 Гц, где оценки передаточных частотных характеристик статора малы (рис.), определяются с большой погрешностью и не участвуют в расчете параметров контроля правильности измерений.

Влияние ослабленных элементов на передаточные частотные характеристики статора в среднечастотном и высокочастотном диапазонах

частот обнаруживается, как правило, по незначительному смещению частот небольшого числа резонансных максимумов, значения которых зависят от амплитуды возбуждения. При этом на остальных частотах конструкция статора продолжает проявлять линейные свойства. Усреднение данных в частотной области по числу реализаций $n_d \geq 30$, полученных для различных значений амплитуды возбуждения, позволяет получить линейную аппроксимацию частотной характеристики;

2. В диапазоне частот от 200 Гц до 5 кГц интегральная механическая подвижность конструкции статора между точками возбуждения j и измерения

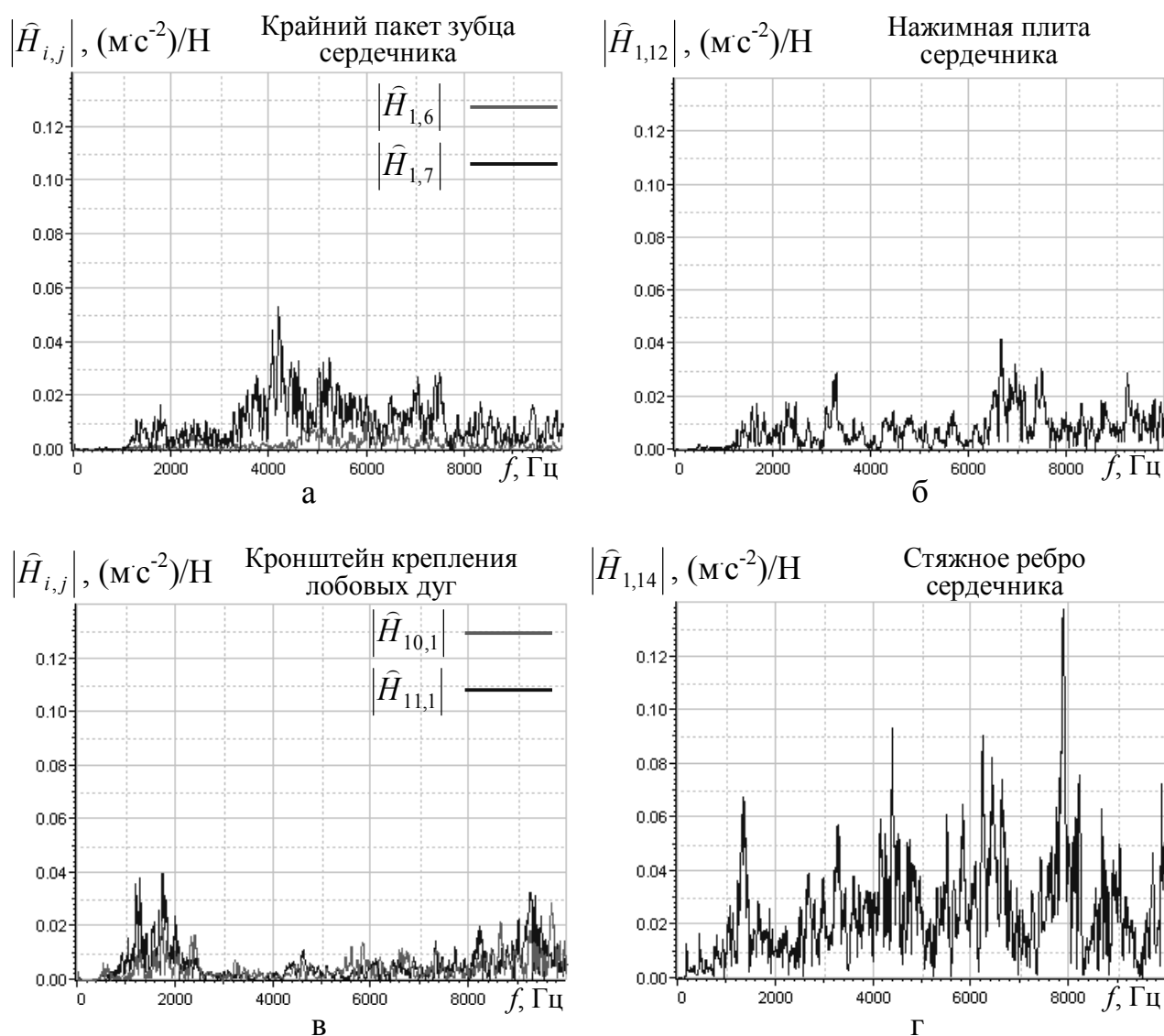


Рис. Оценки АЧХ ускоряемости конструкции статора турбогенератора типа ТВВ-320-2

реакций i в диапазоне частот измерения $[f_n, f_v]$

$$\sigma_{i,j(f_n, f_g)} = \sqrt{\frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \hat{H}_{i,j}^2(f_k)}, \quad (4)$$

где $f_k = f_n + (k-1)\Delta f$, $f_g = f_n + (m-1)\Delta f$, слабо зависит от состояния узлов крепления элементов статора. Небольшой разброс значений параметров (4) (см. таблицу) для 4-х турбогенераторов с разным техническим состоянием это подтверждает. Поэтому типичные оценки АЧХ конструкций статоров турбогенераторов данного типа могут быть получены на любом генераторе этого типа.

3. С удалением от места ударного возбуждения среднее квадратическое значение (СКЗ) сигнала реакции

$$\alpha_{i,j} = \sigma_{1,j} / \sigma_{i,j} \quad (5)$$

Таблица.

Элементы статора	Точка удара, j	Параметр		
		$\sigma_{1x,j}$	$\alpha_{2x,j}$	Разброс $\sigma_{1x,j}$
Крайний пакет зубца сердечника	6x	0,06	2,2	< 2 раз
	7y	0,32	2,4	< 30%
Корзинка лобовых частей обмотки статора	9y	0,17	4,1	< 2 раз
	10x	0,22	5,2	
	11z	0,12	4,3	
	12y	0,19	2,9	< 10%
Подвеска сердечника	13x	1,62	4,8	
	14x	0,63	4,1	< 2 раз

уменьшается (таблица). Причем по окружности корпуса статора параметр (5) уменьшаются больше, чем по его образующей. Для локации местонахождения дефектов с точностью до сектора окружности статора с центральным углом в 90 град достаточно установить по 4-е датчика в каждой из торцевых зон статора.

4. Максимальные значения оценок АЧХ ускоряемости конструкции статора (см. рис.) в некоторых диапазонах частот отличаются в десятки и сотни

раз, а в некоторых незначительно. Поэтому одних оценок АЧХ для ответа на вопрос о возможности обнаружения дефектов статора по спектру виброускорения обшивки его корпуса недостаточно. Необходимо также оценить спектры сигналов динамических сил, возбуждающих виброакустические колебания статора. Для решения этой задачи необходимо разработать структурные динамические модели дефектов статора, в которых процесс соударения элементов в дефектных узлах креплений должен быть описан с учетом местных и общих деформаций.

Литература

1. ГОСТ ИСО 7626-5-99. Вибрация и удар. Экспериментальное определение механической подвижности. Часть 5. Измерения, использующие ударное возбуждение возбудителем, не прикрепленным к конструкции. – М.: Изд-во стандартов, 2001. – 21 с.
2. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных / Пер.с англ. - М.: Мир, 1989. – 540 с.

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЗРЫВНОГО УСТРОЙСТВА НА КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СТЕРЖНЕВОГО ЭЛЕМЕНТА

*Н.А. Асмоловский, В.Д. Баскаков, О.В. Зарубина
МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва*

Одно из наиболее распространенных устройств формирования высокоскоростных стержневых элементов (ВСЭ), предназначенных для разрушения различных преград, основано на использовании энергии взрыва, позволяющего свернуть облицовку менисковой формы в полый стержень и разогнать его до скорости порядка 2000...2500 м/с.

В работе представлены результаты анализа закономерностей влияния отклонения от соосности внутренней и наружной сферических поверхностей облицовки на начальные кинематические параметры ВСЭ, искажающие траекторию его полета к преграде. Исследование проводится при помощи численного моделирования методом конечных элементов (МКЭ). Для контролируемого управления величиной погрешности и минимизации численных ошибок был разработан специальный алгоритм генерации расчетных сеток. Задачи численного анализа чувствительности характеризуются большим объемом анализируемых данных, поэтому для вычисления кинематических параметров формируемого ВСЭ был разработан и реализован специализированный комплекс программ, использующий результаты явного МКЭ – решателя в качестве входных параметров, и учитывающий все особенности формирования ВСЭ.

Исследования показали, что отклонение от соосности сферических поверхностей облицовки в наибольшей степени влияет на начальную угловую скорость ВСЭ, причем зависимость угловой скорости от величины погрешности при малых ее значениях линейная. Отклонение от соосности также вызывает в ВСЭ незначительную по величине радиальную скорость, слабо влияющую на его движение к преграде. Установлено наличие порогового значения величины отклонения от соосности, при котором происходит искривление оси симметрии ВСЭ и его разрушение.

В работе также проведена качественная и количественная оценка влияния более сложных геометрических погрешностей облицовки, чем отклонение от соосности ее сферических поверхностей, на начальные кинематические параметры ВСЭ. Показано, что в этом случае угловая скорость ВСЭ также линейно зависит от величины погрешности облицовки.

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ 2. Математическое моделирование физических процессов и технических систем

1	ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА НА ОСНОВЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ Л.А. Васильева, В.В. Андреев	4
2	ДИНАМИКА ВНУТРЕННИХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ ИЗ ТРЁХ ЧАСТИЦ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МЕЖДУ СОБОЙ В СООТВЕТСТВИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ МОРЗЕ В.В. Андреев	5
3	ИДЕНТИФИКАЦИЯ ВЕЩЕСТВ ПО НАБОРУ СПЕКТРОВ С НИЗКИМ ОТНОШЕНИЕМ СИГНАЛ/ШУМ. Н. С. Васильев, А. Н. Морозов	9
4	МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ НА ОСНОВЕ ТРЕХЧАСТИЧНОГО ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА Б.Н.Галимзянов, А.В.Мокшин	14
5	УСТОЙЧИВОЕ ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ RSA-МОДЕЛИ В. Б. Горяинов, Е.Р. Горяинова	18
6	МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЕРЕПЛЕТЕННЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ С.А. Дергачев, Г.А. Щеглов	22
7	МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В НЕЛИНЕЙНОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ В.Ю. Иванов, И.Б. Иванова (Полякова)	25
8	МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИМПУЛЬСНОЙ ТЕПЛОВОЙ ОБРАБОТКИ ПРОВОЛОКИ. В.П. Ляшенко, О.Б. Кобильська , Д.М.Калиниченко	29
9	ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА НЕЛИНЕЙНЫХ ФОРМ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ УПРУГИХ СТЕРЖНЕЙ ПОСЛЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ Д.В. Капитанов	33
10	СФЕРИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ КРУГЛОЙ ПЛАСТИНЫ В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОМЕРНОГО НАГРЕВА А.Ю. Карпачев	38
11	ГРАНИЧНАЯ ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕПЛООБМЕНА И.И.Латыпов	40
12	О ТЕРМОДИНАМИКЕ «БЕЗОПОРНОГО» НАНОКРИСТАЛЛА М.Н. Магомедов	44

13	ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ С ПАМЯТЬЮ А.Ю. Попов	48
14	СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТА ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЕЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАЗЛИЧНЫХ РАСЧЕТНЫХ СХЕМ МЕТОДА ВИХРЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ К.С. Кузьмина, И.К. Марчевский	52
15	РАЗЛИЧНЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ СХЕМЫ МЕТОДА ВЯЗКИХ ВИХРЕВЫХ ДОМЕНОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГИДРОУПРУГОСТИ О.А. Марчевская	56
16	МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАНОСЕГРЕГАЦИИ ЗАРЯДОВЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КУПРАТАХ А.В. Митин	60
17	ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ПРИ МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХСЕКЦИОННОЙ ПРОТИВОТОЧНОЙ УСТАНОВКЕ. В.В. Моденова	65
18	МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В КУСОЧНО-ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ РАБОЧЕГО ПРОСТРАНСТВА РУДОВОССТАНОВИТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПЕЧИ МЕТОДОМ ВТОРИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ В.И. Нежурин, В.Ю. Куваев, М.Ю. Каряка	68
19	МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ФЕНОМЕНОЛОГИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ С.В. Павлов	72
20	КИНЕТИКА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОСТОЯНИЙ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ НАНОСИСТЕМ. ЭФФЕКТЫ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ Б.В. Петухов	77
21	ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ФРОНТА СТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ДВУХФАЗНОМ ПОРИСТОМ МАТЕРИАЛЕ А.В. Аттетков, И.К. Волков, Е.В. Пилявская	82
22	ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ТЕРМОНАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИЗДЕЛИЙ ИЗ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ А.И. Блесман, Д.А. Полонянкин, Д.В. Постников	86
23	ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ САД-СИСТЕМ К МОДЕЛИРОВАНИЮ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ К.Н. Соломонов, Л.И. Тищук	91

24	МОДЕЛЬ ПОСТУПАТЕЛЬНЫХ ЛОКОМОЦИЙ ПРИ ОТСУТСТВИИ СИЛ ТРЕНИЯ М.А. Марценюк, С.С. Сыпачев	95
25	ПОСТРОЕНИЕ УРАВНЕНИЯ КВАДРАТИЧНОЙ РЕГРЕССИИ В ПЛП-ПОИСКЕ И.Н. Статников, Г.И. Фирсов	98
26	ПОСТРОЕНИЕ АЛГОРИТМА РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛАХ Л.К. Мартинсон, О.Ю. Чигирёва	102
27	ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ В СИЛЬНОИОНИЗИРОВАННОЙ ИОНО-МАГНИТОСФЕРЕ О.В. Шестакова	104
28	ГИБРИДНЫЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ АНОМАЛИЙ ФАЗОВОГО СОСТАВА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ КОНТУРЕ В.Д. Сулимов, П.М. Шкапов	107
29	МОДЕЛЬ ДВУСВЯЗНОЙ ПЛАСТИНКИ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ ИЗ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОГО НЕЛИНЕЙНО-ДЕФОРМИРУЕМОГО МАТЕРИАЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В.Г. Фомин	112
30	ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ОБУСЛОВЛЕННОСТЬ ЗАДАЧИ БАЛАНСИРОВКИ ЖЕСТКОГО РОТОРА Г.Г. Денисов, А.Ф. Ляхов	117
31	МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОМЕХ НА ПРИЁМ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКОЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОБРАЩЕНИЯ РАЗРЕЖЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ А.А. Гилязова, О.С. Литвинов	121
32	ПРОЕКТОРНЫЙ ПОДХОД К НАХОЖДЕНИЮ ДВУХ РАЦИОНАЛЬНЫХ ЛИНЕЙНО СВЯЗАННЫХ НА ОСИ ФУНКЦИЙ С ПОЛЮСАМИ ИЗ РАЗНЫХ ПОЛУПЛОСКОСТЕЙ Т.Г. Войтик, Г.С. Полетаев, С.А. Яценко	125
33	СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ПРАВИЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВ В ИК ФУРЬЕ – СПЕКТРОРАДИОМЕТРЕ А.А. Сологуб, И.Л. Фуфурин	130
34	ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ. И.Н. Алиев., З.А Самедова	134

35	ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАДАЧИ АЭРОУПРУГОСТИ СТАРТОВОГО КОМПЛЕКСА РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ВИХРЕОБРАЗОВАНИИ	138
	А.В. Ермаков	
36	ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЛОЗИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ СРЕДСТВАМИ ЧИСЛЕННОЙ ДИАГНОСТИКИ НА ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ MARPLE 3D	141
	Н.С. Смирнова	
37	ОСОБЕННОСТИ КОМБИНИРОВАННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗАРЯЖЕННОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД	145
	И. Н.Алиев, Д. Г Меликянц	

СЕКЦИЯ 3. Фундаментальные проблемы создания новой техники

1	КИНЕТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА Д16 С ВОДНЫМ РАСТВОРОМ ГИДРОКСИДА НАТРИЯ	150
	Ф.З. Бадаев, А.Х. Хайри, Р.А. Новоселов	
2	ОКИСЛИТЕЛЬНО-ВОСТАНОВИТЕЛЬНОЕ ДИСПРОПОРЦИОНИРОВАНИЕ ИОДА В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ.	154
	Н.А. Богатов, Г.Н. Фадеев	
3	МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ СВЧ-ДИАПАЗОНА ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВ	157
	Р.Ю. Герасимов, Г.Н. Фадеев, Ю.В. Герасимов, Е.А. Кондракова	
4	ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЦИОНАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОГО ПОРШНЯ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ НАНОСПУТНИКА	162
	Ю.В. Герасимов, А.Г. Маслов	
5	ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРОКА СЛУЖБЫ ЦИРКОНИЕВЫХ ТРУБ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ АТОМНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ	164
	Ю.В. Герасимов, И.А. Константинова	
6	АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННО- ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ОДНОТРОСОВОГО КАНАТА ОБУСЛОВЛЕННОГО ДАВЛЕНИЕМ НА БАРАБАН	165
	<i>И.В. Бельмас, А.Л. Колосов, Д.Л. Колосов</i>	
7	ВЛИЯНИЕ ЛАКОВЫХ ПОКРЫТИЙ С УНТ ПРОВОЛОЧНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭГД-ТЕЧЕНИЙ	170
	А.Е. Кузько, А.В. Кузько, А.В. Куценко	
8	ШАГАЮЩЕЕ КОЛЕСО	175
	В.В. Лапшин, В.Ю. Кирюхенцева	

9	ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛЕ ДЕЙСТВИЯ ВИБРОУСКОРЕНИЙ А.Р. Лепешкин	178
10	ЭЛЕКТРОННО-ИНЕРЦИОННЫЕ ОПЫТЫ В ПОЛЕ ДЕЙСТВИЯ ВИБРОУСКОРЕНИЙ – К СТОЛЕТИЮ ЭЛЕКТРОННО-ИНЕРЦИОННЫХ ОПЫТОВ МАНДЕЛЬШТАМА Л.И., ПАПАЛЕКСИ Н.Д. И ТОЛМЕНА Р.Ч. А.Р. Лепешкин	182
11	МЕТОД ОЦЕНКИ НЕМОДЕЛИРУЕМЫХ УСКОРЕНИЙ ЗА СЧЕТ РАСШИРЕНИЯ ВЕКТОРА СОСТОЯНИЯ ДЛЯ ВЫСОКОЭЛЛИПТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ТИПА «МОЛНИЯ» А.Н. Сергиевский, Е.В. Ванина	185
12	МЕТОД И АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМА КОМПЕНСАЦИИ СТАБИЛИЗАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ДИНАМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ Д.В.Якименко, А.Н. Сергиевский	189
13	ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СПЕКТРОКАПИЛЛЯРОСКОПА ДЛЯ ДЕТЕЙ РАННЕГО ВОЗРАСТА П. В. Бережанский, С.О. Турчанинов	193
14	ИЗУЧЕНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ КОРПУСА СУДНА А.О.Харитонов, О.А. Никитина	197
15	РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ПРЕССОВАНИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ МАССЫ ПО МЕТОДУ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ А.О.Харитонов, О.А.Никитина	199
16	МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРИВОДА ВОЛОЧИЛЬНОЙ МАШИНЫ МВ-1000В Е. О. Хребтов, В.П Ляшенко	201
17	ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЖИГАНИЯ ПРИРОДНОГО ГАЗА. Н.Н.Худокормов, А.Н. Качанов, Е.В. Мищенко, Е.М.Кувардина	206
18	ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ. КЛАССИФИКАЦИЯ. НОРМИРОВАНИЕ. А.П. Ярлыков	210
19	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕЛ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ В ЖИДКОСТИ О.С.Коцур, Г.А.Щеглов	215

20	ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НАНОСПУТНИКА МИНИМИЗИРУЮЩИХ ВОЗМОЖНОСТЬ ПОТЕРИ СТАБИЛИЗАЦИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ СТАРТЕ.	218
	Ю.В. Герасимов, Р.Г. Рахимов, А.Б. Селиванов, Г.К. Каретников	
21	УСКОРЕНИЕ ТЕЛА ПЛАЗМЕННЫМ ПОРШНЕМ В КАНАЛЕ РЕЛЬСОТРОНА	219
	Ю.В. Герасимов, Р.Г. Рахимов, А.Б. Селиванов	
22	ПРИМЕНЕНИЕ УТОЧНЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ ЭЛЕМЕНТАХ КОНСТРУКЦИЙ	220
	Н.И. Архипова, В.И. Ерофеев, В.М. Сандалов	
23	ДЕФОРМАЦИЯ КОРПУСА НАНОСПУТНИКА ПРИ ВЫХОДЕ ЕГО ИЗ КАНАЛА РЕЛЬСОТРОНА	224
	Ю.В. Герасимов, В.В. Коржов	
24	ОСНОВЫ РАСЧЕТА САМОЗАКРЕПЛЯЮЩИХСЯ АНКЕРОВ ТРУБЧАТОГО ТИПА	225
	И.Г.Жиденко, А.А.Зубков, И.М.Кутлубаев, И.И.Мельников, М.С.Мухамедьярова	
25	РАЗРАБОТКА АНТРОПОМОРФНОГО РОБОТА С ИНТЕРАКТИВНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ	228
	А.А.Богданов, И.М.Кутлубаев, А.Ф.Пермяков, В.Б.Сычков	
26	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПОДВИЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ СТАТОРОВ ТУРБОГЕНЕРАТОРОВ ТИПА ТВВ-320-2 МЕТОДОМ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ	231
	А.Л. Назолин	
27	ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЗРЫВНОГО УСТРОЙСТВА НА КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СТЕРЖНЕВОГО ЭЛЕМЕНТА	236
	Н.А. Асмоловский, В.Д. Баскаков, О.В. Зарубина	

Научное издание

НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИРОДЕ И ТЕХНИКЕ

**ТРУДЫ ВОСЬМОЙ
ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

**В трех частях
Часть II**

Подписано в печать 26.12.2014. Формат 60х90/16.
Усл.печ.л. 14,0. Тираж 250 экз.

Отпечатано в типографии МГТУ им. Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5, стр.1
baumanprint@gmail.com