Отсутствие в общем случае дополнительного интеграла для уравнений движения двузвенного маятника позволяет прояснить природу сложного характера движения этой механической системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Илиев И.* О линейных интегралах голономной механической системы.— ПММ, 1970, т. 34, вып. 4, с. 751—755.
2. *Сумбатов А. С.* Об интегрируемости уравнения Гамильтона—Якоби в обобщенных координатах.— ПММ, 1982, т. 46, вып. 1, с. 13—19.
3. *Пуанкаре А.* Избранные труды. Т. 1. М: Наука, 1971. 771 с.
4. *Козлов В. В.* Методы качественного анализа в динамике твердого тела. М.: Изд-во МГУ, 1980. 230 с.
5. *Зиглин С. Л.* Расщепление сепаратрис, ветвление решений и несуществование интеграла в динамике твердого тела.— Тр. Моск. матем. о-ва, 1980, т. 41, с. 287—303.

Москва — Поступила в редакцию 25.X.1984

УДК 539.3

ПОСТРОЕНИЕ УПРОЩЕННЫХ УРАВНЕНИЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПЛАСТИН И ПОЛОГИХ ОБОЛОЧЕК НА ОСНОВЕ МЕТОДА ОСРЕДНЕНИЯ

Андрианов И. В.

Описывается последовательная процедура вывода уравнений типа уравнений Бергера (УБ), опирающаяся на метод осреднения [1—3], для прямоугольных и круглых изотропных пластин, изотропных и трехслойных пологих оболочек. Показано, что малость второго инварианта тензора деформаций имеет случайный характер. Гипотеза Бергера (ГБ) [4] в чистом виде справедлива лишь для изотропных однослойных и трансверсально-изотропных трехслойных пластин, а для последовательного построения упрощенной теории по Бергеру нужна идея осреднения.

1. Приведем сначала несколько интуитивных соображений (их полезность наглядно продемонстрирована в [5], где приведены соображения о применении метода осреднения при наличии быстрой изменяемости в нелинейных колебательных системах). Справедливость ГБ для изотропных прямоугольных пластин подтверждена большим количеством расчетов [4—6, 7], и не вызывает сомнения, что вклад в потенциальную энергию второго инварианта тензора деформаций I_2 существенно меньше вклада первого инварианта I_1. Учитывая, что

$$I_1 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2,\ I_2 = \varepsilon_1\varepsilon_2 - {}^1/_4\varepsilon_{12}^2$$
$$\varepsilon_1 = u_x + {}^1/_2 w_x^2,\ \varepsilon_2 = v_y + {}^1/_2 w_y^2$$
$$\varepsilon_{12} = u_y + v_x + w_x w_y$$

соответствующее неравенство для прямоугольной ($0 \leqslant x \leqslant a,\ 0 \leqslant y \leqslant b$) пластины можно переписать так:

$$\int\limits_0^b\int\limits_0^a (A + B_1 + C)\,dx\,dy \leqslant (1-\nu)\int\limits_0^b\int\limits_0^a (A - B_2)\,dx\,dy \tag{1.1}$$
$$A = 2u_x y_y + w_y^2 u_x + w_x^2 v_y,\ B_1 = B_{11} + B_{12},\ B_2 = {}^1/_2 B_{11} + B_{22}$$
$$B_{11} = u_x^2 + u_y^2,\ B_{12} = u_x w_x^2 + v_y w_y^2$$
$$B_{22} = (u_y + v_x)\,w_x w_y,\ C = {}^1/_4\,(w_x^2 + w_y^2)^2$$

Основное различие между левой и правой частями неравенства (1.1) связано со слагаемым C. Действительно, пусть на краях пластины равны нулю перемещения и изгибающие моменты и рассматривается задача о собственных колебаниях. Применяя метод Бубнова — Галеркина с аппроксимацией первого приближения

$$(u,\ v,\ w) = A_i\,(t)\sin\,(m\pi x/a)\sin\,(n\pi y/b)$$

убеждаемся, что вклад в потенциальную энергию выражений $(A + B_1)$ и $(A - B_2)$ примерно одинаков (во всяком случае, по порядку величин), за исключением специального случая $a = b$, $m = n$. Значит, для выполнения неравенства (1.1) необходимо, чтобы вклад слагаемого C в потенциальную энергию был превалирующим. Это будет при $m \approx n \gg 1$. Тогда составляющая C велика по абсолютной величине за счет дифференцирования ($C \gg B_{11}$). Кроме того, член C содержит среднюю часть, а члены B_{11}, B_{22} — только быструю, поэтому интегралы от них малы. Приведенные соображения наводят на мысль использовать для построения УБ метод осреднения [1—3] при большой изменяемости по пространственным переменным.

Идея об использовании метода осреднения в рассматриваемом случае высказывалась ранее [8, 9], однако последовательная реализация ее проведена не была.

2. Уравнения движения прямоугольной пластины запишем в безразмерном виде

$$[12(1-\nu^2)]^{-1}\varepsilon^2\nabla^2\nabla^2 w' + \varepsilon\,(F_{\xi\xi}'w_{\eta\eta}' - 2F_{\xi\eta}'w_{\xi\eta}' + F_{\eta\eta}'w_{\xi\xi}') + w_{\tau\tau}' = 0 \tag{2.1}$$

$$\nabla^2\nabla^2 F' + \varepsilon\,(w_{\xi\xi}'w_{\eta\eta}' - w_{\xi\eta}'^2) = 0$$

$$F_{\eta\eta}' = (1-\nu^2)^{-1}\,[u_\xi' + {}^1/_2\varepsilon w_\xi'^2 + \nu\,(v_\eta' + {}^1/_2 w_\eta'^2)]$$

$$F_{\xi\xi}' = (1-\nu^2)^{-1}\,[v_\eta' + {}^1/_2\varepsilon w_\eta'^2 + \nu\,(u_\xi' + {}^1/_2 w_\xi'^2]$$

$$F_{\xi\eta}' = -{}^1/_2\,(1+\nu)^{-1}\,(u_\eta' + v_\xi' + \varepsilon w_\xi' w_\eta')$$

$$\varepsilon = \frac{h}{a}, \qquad (\xi, \eta) = \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}\right), \qquad F' = \frac{F}{Eha}$$

$$(u', v', w') = \frac{(u, v, w)}{h}, \qquad \tau = at\sqrt{\frac{\rho\,(1-\nu^2)}{E}}, \qquad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial\eta^2}$$

Понятие быстрой изменяемости в нелинейной системе естественнее всего ввести при помощи новой быстрой переменной, $\varepsilon^\alpha\theta\,(\xi, \eta)$ $(\alpha < 0)$, рассматривая ее как независимую. Конкретное значение α определяется в процессе построения предельных $(\varepsilon \to 0)$ систем. Теперь, в соответствии с методом двух масштабов [1—3], получаем (оставляя за медленными переменными обозначения ξ, η)

$$\frac{\partial}{\partial\xi} = \frac{\partial}{\partial\xi} + \varepsilon^\alpha\theta_\xi\frac{\partial}{\partial\theta}, \qquad \frac{\partial}{\partial\eta} = \frac{\partial}{\partial\eta} + \varepsilon^\alpha\theta_\eta\frac{\partial}{\partial\theta}$$

Представим функции F', w', u', v' в виде сумм медленных (т. е. зависящих только от медленных независимых переменных) и быстрых периодических с неизвестным периодом $\theta_0\,(\xi, \eta)$ составляющих [1—3]

$$F' = F^0 + \varepsilon^{\beta_1}F^1, \quad w' = w^0 + \varepsilon^{\beta_2}w^1, \quad u' = u^0 + \varepsilon^{\beta_3}u^1, \quad v' = v^0 + \varepsilon^{\beta_4}v^1$$

Здесь величины с индексом 0 — функции от переменных ξ, η, а с индексом 1 — от ξ, η, $\varepsilon^\alpha\theta$.

Введем также соотношения

$$F^0 \sim \varepsilon^{\gamma_1}w^0, \qquad w^0 \sim \varepsilon^{\gamma_2}, \qquad u^0 \sim \varepsilon^{\gamma_3}, \qquad v^0 \sim \varepsilon^{\gamma_4}, \qquad \frac{\partial}{\partial\tau}(\ldots) \sim \varepsilon^\delta(\ldots)$$

где β_i, γ_1, γ_2, γ_3, γ_4, δ — параметры асимптотического интегрирования.

Подбор непротиворечивых значений этих параметров осуществляется из условий непротиворечивости предельных $(\varepsilon \to 0)$ систем.

Нетривиальная предельная система получается из исходной (2.1) при $\alpha = -{}^1/_2$, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 < 0$, $\beta_3, \beta_4 \geqslant -{}^1/_2$, $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = 0$, $\gamma_3, \gamma_4 > 0$, $\delta = 0$ и имеет вид

$$[12(1-\nu^2)]^{-1}\,w^1_{\theta\theta\theta\theta}\,(\theta_\xi^2 + \theta_\eta^2)^2 + \Lambda w^1_{\theta\theta} + w^1_{\tau\tau} = 0 \tag{2.2}$$

$$F^1_{\theta\theta\theta\theta}\,(\theta_\xi^2 + \theta_\eta^2) = 0 \tag{2.3}$$

$$\Lambda = F^0_{\xi\xi}\theta_\eta^2 - 2F^0_{\xi\eta}\theta_\xi\theta_\eta + F^0_{\eta\eta}\theta_\eta^2$$

$$\varepsilon^{-1}F^1_{\theta\theta}\theta_\eta^2 + F^0_{\eta\eta} = {}^1/_2\,(1-\nu^2)^{-1}\,(\omega_\theta^1)^2\,(\theta_\xi^2 + \nu\theta_\eta^2)$$

$$\varepsilon^{-1}F^1_{\theta\theta}\theta_\xi^2 + F^0_{\xi\xi} = {}^1/_2\,(1-\nu^2)^{-1}\,(w_\theta^1)^2\,(\theta_\eta^2 + \nu\theta_\xi^2)$$

$$\varepsilon^{-1}F^1_{\theta\theta}\theta_\xi\theta_\eta + F^0_{\xi\eta} = -{}^1/_2\,(1+\nu)^{-1}\,(w_\theta^1)^2\,\theta_\xi\theta_\eta$$

Отметим, что предельные системы, описывающие динамику и статику линейного и нелинейного стержней, линейной пластины в данном случае интереса не представляют и поэтому не приводятся.

Определить член Λ в уравнении (2.2) можно при помощи оператора усреднения по θ

$$\langle\cdot\rangle = \theta_0^{-1}\int\limits_0^{\theta_0}(\cdot)\,d\theta$$

При этом

$$\langle F_{\theta\theta}\rangle = 0, \qquad \langle F^0_{\xi\xi}, F^0_{\eta\eta}, F^0_{\xi\eta}\rangle = (F^0_{\xi\xi}, F^0_{\eta\eta}, F^0_{\xi\eta})$$

$$\langle\Lambda\rangle = {}^1/_2\,(1-\nu^2)^{-1}\,\langle w^{Q1}\rangle^2\,(\theta_\xi{}^2 + \theta_\eta{}^2)$$

В исходных переменных

$$\langle w_\theta{}^1\rangle^2\,(\theta_\xi{}^2+\theta_\eta{}^2) = \frac{1}{ab}\int\limits_0^b\int\limits_0^a (w_x{}^2 + w_y{}^2)\,dx\,dy + O(\varepsilon)$$

и уравнение (2.2) переходит в УБ

$$D\nabla^2\nabla^2 w + N\nabla^2 w + \rho h w_{tt} = 0 \tag{2.4}$$

$$N = \frac{B}{2ab}\int\limits_0^b\int\limits_0^a (w_x{}^2 + w_y{}^2)\,dx\,dy$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \qquad D = \frac{Eh^2B}{12}, \qquad B = \frac{Eh}{1-\gamma^2}$$

которое получается следовательно, без использования ГБ. В отличие от работы [10] уравнение (2.4) получено непосредственно из уравнений Кармана.

Уравнение совместности деформаций линеаризуется

$$\nabla^4 F = 0 \tag{2.5}$$

Подобное упрощение при расчете нелинейных пластин предлагал еще Сен-Венан [11], однако уравнение равновесия сохранялось им в прежней форме, что, как видно из приведенных выкладок, непоследовательно.

Аналогично описанному можно получить УБ для вязкоупругой пластины (R — ядро релаксации)

$$D\Gamma\nabla^2\nabla^2 w - \Gamma N\nabla^2 w + \rho h w_{tt} = 0, \qquad \Gamma\varphi = \varphi + \int\limits_0^{\tau_1} R(\tau-\tau_1)\,\varphi\,d\tau_1$$

Для круглых пластин ($r_0 \leqslant r \leqslant R$, $0 \leqslant \theta \leqslant 2\pi$) получаем уравнение (2.4), где

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}, \quad N = \frac{B}{2\pi R^2}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^R (w_r{}^2 + w_\theta{}^2)\,dr\,d\theta$$

3. Рассмотрим теперь пологую изотропную оболочку с кривизнами k_1, k_2 и линейными размерами в плане a, b. Считая, что $a \sim b$, $k_i \sim 1$ и проводя выкладки, аналогичные случаю пластины, приходим к уравнениям типа УБ для пологой оболочки

$$D\nabla^4 w + h\nabla_k F + N\nabla^2 w + \frac{B}{ab}\left[w_{xx}\int\limits_0^b\int\limits_0^a (k_1+\nu k_2)\,w\,dx\,dy + \right. \tag{3.1}$$

$$\left. + w_{yy}\int\limits_0^b\int\limits_0^a (k_2+\nu k_1)\,w\,dx\,dy\right] + \rho h w_{tt} = 0,\ \nabla^4 F + E\nabla_k w = 0, \qquad \nabla_k = k_1\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_2\frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

Подчеркнем, что уравнения (3.1) допускают все естественные предельные переходы: к пластине Бергера, нелинейному стержню Кирхгоффа [12, 13], пологой арке [12] и, наконец (камень преткновения основанных на ГБ уравнений пологих оболочек [6, 7, 14—20]), к линейным уравнениям пологих оболочек. Отметим также, что для уравнений (3.1) ГБ не верна (энергия второго инварианта тензора деформаций не мала по сравнению с энергией первого инварианта).

Получим еще приближенные уравнения для трансверсально-изотропных трехслойных оболочек. Исходные нелинейные уравнении приведены в [21], а оценки входящих в них параметров — в [22, 23]. Введем соотношения

$$D_0 = D\theta_0, \qquad \mu = h^2 k_1 \beta^{-2}, \qquad \rho_1 = \sum_{k=1}^{3}\rho_k h_k$$

где θ и μ — параметры, характеризующие изгибную жесткость несущих слоев и податливость трехслойного пакета сдвигу (формулы для подсчета θ, θ_0, β приведены в [21]); ρ_k, h_k — удельные плотности материалов и толщины k-го слоя.

Если принять оценки $\theta_0 \sim 1$, $\mu \sim h/R$, $\theta \sim 1$, то приближенные уравнения примут вид

$$D_0 (1 - \{\theta\beta^{-1}R^2\nabla^2\}) \nabla^2\nabla^2 X + h\nabla_k F + N\nabla^2 w + \frac{B}{ab}\left[w_{xx}\int_0^b\int_0^a (k_1 + \nu k_2)\, w\, dx\, dy + w_{yy}\int_0^b\int_0^a (k_2 + \nu k_1)\, w\, dx\, dy\right] + \rho_1 w_{tt} = 0 \tag{3.2}$$

$$\nabla^4 F + E\nabla_k w = 0 \tag{3.3}$$

$${}^1/_2 (1 - \nu)\, \mu R^2\nabla^2\varphi = \varphi, \qquad w = (1 - \mu R^2\nabla^2)\, X \tag{3.4}$$

Для пластины ($k_1 = k_2 = 0$) уравнения (3.2), (3.4) совпадают с полученными ранее в [24, 25] на основе ГБ. Если $\theta < 1$, в уравнении (3.2) должен быть отброшен член в фигурных скобках.

Итак, ГБ в ее первоначальном виде верна только для изотропных однослойных и трансверсально-изотропных слоистых пластин. Истинный смысл УБ состоит в том, что они представляют собой первые приближения метода осреднения при быстрой изменяемости по пространственным переменным. Это дает возможность эффективно использовать УБ при обобщении асимптотического метода В. В. Болотина на нелинейный случай [26].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Luke J. C.* A perturbation method for nonlinear dispersive wave problems.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1966, v. 292, No. 1430, p. 403—412.
2. *Уизем Д.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
3. Нелинейные волны/Под ред. Л. С. Лейбовича и А. Сибасса. М.: Мир, 1977. 319 с.
4. *Berger H. M.* A new approach to the analysis of large deflections of plates.— J. Appl. Mech., 1955, v. 22, No. 4, p. 465—472.
5. *Блехман И. К., Мышкис А. Д., Пановко Я. Г.* Прикладная математика: предмет, логика, особенности подходов. Киев: Наук. думка, 1976. 269 с.
6. *Prathar G.* On the Berger approximation: a critical re-examination.— J. Sound and Vibr., 1979, v. 66, No. 2, p. 149—154.
7. *Григолюк Э. И., Куликов Г. М.* Об упрощенном методе решения нелинейных задач теории упругих пластин и оболочек.— В кн.: Некоторые прикладные задачи теории упругих пластин и оболочек. М.: Изд-во МГУ, 1981 с. 94—121.
8. *Сибукаев Ш. М.* Колебания упругих пластин при больших прогибах.— Тр. Ташкент. ун-та, 1966, вып. 275, с. 132—138.
9. *Корнев В. М.* Об упрощенной модели нелинейной теории оболочек.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: Изд-е Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1981, вып. 49, с. 56—62.
10. *Андрианов И. В.* К теории пластин Бергера.— ПММ, 1983, т. 47, вып. 1, с. 174—176.
11. *Григолюк Э. И., Куликов Г. М.* Приближенный анализ анизотропных трехслойных пластин конечного прогиба.— Механика композитн. материалов, 1980, № 1, с. 42—48.
12. *Каудерер Г.* Нелинейная механика. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 777с.
13. *Андрианов И. В., Маневич Л. И.* Приближенные уравнения осесимметричных колебаний цилиндрических оболочек.— Прикл. механика, 1981, т. 17, вып. 8, с. 25—30.
14. *Jones R.* Remarks on the approximate analysis of the nonlinear behavior of shallow shells.— J. Struct. Mech., 1975, v. 3, No. 2, p. 157—161.
15. *Nowinski J. L., Ismail I. A.* Certain approximate analyses of large deflections of cylindrical shells.— Z. angew. Math. und Phys., 1964, B. 15, H 15, S. 449—455.
16. *Nash W. A., Modeer J. R.* Certain approximate analises of the nonlinear behavior of plates and shallow shells.— In: Proc. Symp. on the Theory of Thin Elastic Shells. Delft, 1959. Amsterdam: North-Holland, 1960, p. 331—354.
17. *Аннин Б. Д., Хлуднев А. М.* Существование и единственность решения задач о нелинейных колебаниях стержня и пластинки.— В кн.: Механика деформируемых тел и конструкций. М.: Машиностроение, 1975, с. 39—43.
18. *Хлуднев А. М.* Об одном уравнении теории пологих оболочек.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: Изд-е Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1975, вып. 21, с. 84—98.
19. *Ramachandran J.* Vibration of shallow spherical shells of large amplitudes.— Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1974, v. 41, No. 3, p. 811—812.
20. *Bucco D., Jones R., Masumdar J.* The dynamic analysis of shallow spherical shells.— Trans. ASME. J. Appl. Mech., 1978, v. 45, No. 3, p. 690—691.
21. *Григолюк Э. И., Чулков В. П.* Устойчивость и колебания трехслойных оболочек. М.: Машиностроение, 1973. 170с.

22. *Григолюк Э. И., Корнев В. М.* Асимптотическое исследование уравнений несимметричного изгиба многослойной цилиндрической оболочки.— В кн.: Теория пластин и оболочек. М.: Наука, 1971, с. 74—82.
23. *Вахромеев Ю. М., Корнев В. М.* К асимптотическому расчленению напряженно-деформированного состояния трехслойных цилиндрических оболочек.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: Изд-е Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1975, вып. 22, с. 188—194.
24. *Алексеева Н. К.* Приближенный метод определения собственных частот гибких прямоугольных пластин.— Прикл. механика, 1973, т. 9, вып. 6, с. 68—72.
25. *Григолюк Э. И., Куликов Г. М.* Приближенный анализ нелинейных трансверсально-изотропных трехслойных пластин.— Механика композитн. материалов, 1980, № 2, с. 272—276.
26. *Андрианов И. В., Маневич Л. И., Холод Е. Г.* О нелинейных колебаниях прямоугольных пластин.— Строит. механика и расчет сооружений, 1979, № 5, с. 48—51.

Днепропетровск

Поступила в редакцию 9.X.1984

II ВСЕСОЮЗНЫЙ СИМПОЗИУМ ПО УСТОЙЧИВОСТИ В МЕХАНИКЕ ДЕФОРМИРУЕМОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА

Научный совет АН СССР по проблемам прочности и пластичности, Секция математики, механики и астрономии НТС Минвуза СССР, Хозрасчетное научное объединение Минвуза РСФСР и Калининский политехнический институт проводят в Калинине 27—30 июня 1986 г. II Всесоюзный симпозиум по устойчивости в механике деформируемого твердого тела.

Работа симпозиума будет проходить в трех секциях.

1. Устойчивость при пластических деформациях.
2. Устойчивость при ползучести.
3. Устойчивость при упругих деформациях (нелинейные проблемы).

На пленарные и секционные заседания будут вынесены заказные обзорные доклады и доклады, содержащие существенно новые результаты и представляющие достаточно общий интерес. В рамках каждой секции будут представлены также стендовые доклады с их обсуждением на заседаниях.

К заявке на участие в работе симпозиума необходимо прилагать: — сопроводительное письмо от организации с разрешением на участие в работе симпозиума и документы, необходимые для опубликования тезисов;

— подписанные автором тезисы доклада, дающие ясное представление о содержании доклада, сути проблемы, методах исследований и новизне полученных результатов (в 2 экз., объемом не более 2 стр. машинописного текста через 2 интервала без формул и иллюстраций); в названии рекомендуется избегать оборотов: «К вопросу...», «О влиянии...», «Об исследовании...» и т. п.;

— сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, ученая степень, звание, место работы, должность, служебные и домашний телефоны, адрес для переписки.

В связи с регламентированным числом участников Оргкомитет отберет ограниченное число докладов. От каждого автора в программу может быть включено не более двух докладов (в том числе один в соавторстве). Не допускается представление одного доклада от имени более чем трех авторов.

Заявки на участие в работе симпозиума направлять по адресу: 170035 Калинин, Первомайская наб., 22, Калининский политехнический институт, Оргкомитет II Всесоюзного симпозиума по устойчивости. Телефоны для справок: 1-15-35, 1-63-63.

ОРГКОМИТЕТ

Технический редактор *В. М. Пахомова*

Сдано в набор 22.11.85 Подписано к печати 14.01.86 Т-03413 Формат бумаги $70\times108^1/_{16}$
Высокая печать Усл. печ. л. 15,4 Усл. кр.-отт. 34,7 тыс. Уч.-изд. л. 16,2 Бум. л. 5,5
Тираж 2225 экз. Зак. 2026

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»,
103717, ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6