

генных ПАУ с выхлопными газами автомобилей, является полнота сгорания топлива.

2. На всех режимах работы дизельного двигателя присутствуют канцерогенные нитрозосоединения НДМА и НДЭА. В целом направление увеличения или уменьшения их концентраций качественно совпадает с выходом окислов азота в выхлопных газах автомобиля. Этим подтверждается мнение, что окислы азота являются предшественниками образования нитрозосоединений НДМА и НДЭА в дизельных двигателях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Влияние фаз процесса сгорания в дизеле на содержание канцерогенных компонентов в отработавших газах / А. П. Кратко, М. М. Вихерт, Ю. Г. Грудский и др. // Автомобильная пром-сть.— 1977.— № 6. [2]. Вредные вещества в промышленности. Органические вещества: Справочник / Под ред. И. В. Лазарева и Э. Н. Левиной.— Изд. 7-е, перераб. и доп.— Л.: Химия, 1976.— 623 с. [3]. Жуховицкий А. А., Туркельтауб Н. М. Газовая хроматография.— М.: Гостоптехиздат, 1962.— 440 с. [4]. Зельдович Я. Б., Садовников П. Я., Франк-Каменецкий Д. А. Окисление азота при горении.— М.; Л.: АН СССР, 1947.— 148 с. [5]. Канн Ю. М. Обнаружение и количественное определение летучих с водяным паром N-нитрозосоединений в пищевых продуктах: Методич. рекомендации / Талл. ПИ.— Таллин, 1983.— 21 с. [6]. Канцерогенные N-нитрозосоединения — действие, синтез, определение // Материалы Симпозиума.— Таллин, 1975.— 122 с. [7]. Канцерогенные N-нитрозосоединения и их предшественники — образование и определение в окружающей среде // Материалы Симпозиума.— Таллин, 1981.— 88 с. [8]. Канцерогенные N-нитрозосоединения и их предшественники — образование и определение в окружающей среде // Тезисы Симпозиума.— Таллин, 1987.— С. 31—39. [9]. Малов Р. В. и др. Автомобильный транспорт и защита окружающей среды.— М.: Транспорт, 1982.— 200 с. [10]. Сигал И. Я. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива.— Л.: Недра, 1977.— 224 с. [11]. Хмельницкий Р. А., Бродский Е. С. Масс-спектрометрия загрязнений окружающей среды.— М.: Химия, 1990.— 184 с. [12]. Цирульников Л. В., Соколова И. Я. Влияние методов снижения оксидов азота на концентрации ПАУ при сжигании газа и мазута в топках котлов // Оксиды азота в продуктах сгорания и их преобразование в атмосфере.— Киев: Наукова думка, 1987.— С. 60—64. [13]. Якубовский Ю. Автомобильный транспорт и защита окружающей среды.— М.: Транспорт, 1979.— 198 с. [14]. Bryzik W., Smith C. O. Relationships between exhaust smoke emissions and operating variables in diesel engines.— SAE Preprint, 1977.— N 770718. [15]. Hüßler W. Russbildung bei der dieselmotorischen Verbrennung und Möglichkeiten ihrer Verminderung // MTZ.— 1970.— N 3. [16]. Pott F., Steinhoff D. Prüfung von PAH und PAH-haltigen Emissionen und Immissionen im Subkutantest // VDI—Ber.— 1980.— N 5.— P. 317—322. [17]. Zaghini N., Magnilini S., Arteconi M. Polinuclear aromatic hydrocarbons in vehicle exhaust gas.— SAE Preprint, 1973.— N 730836.

Поступила 11 марта 1992 г.

УДК 630*36

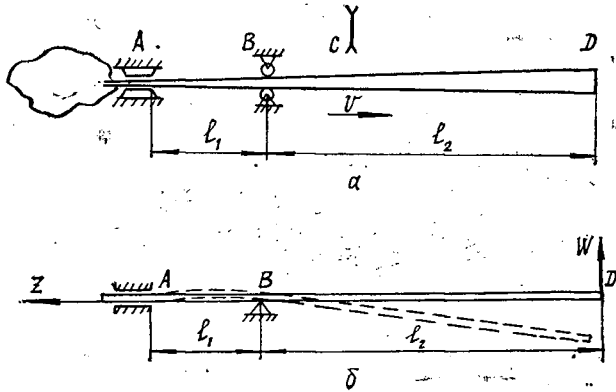
ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ДИНАМИЧНОСТИ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ХЛЫСТА В ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ

В. С. ВИХРЕНКО, И. В. ТУРЛАЙ, Н. Г. ХОХРЯКОВ

Белорусский технологический институт

Сучкорезно-раскряжечные машины (СРМ) позволяют полностью механизировать достаточно трудоемкие процессы очистки стволов деревьев от сучьев и раскряжевки хлыстов на сортименты. Одна из принципиальных схем СРМ показана на рисунке *а*.

С опорой *А* фактически представляющей собой скользящую заделку, совмещены сучкорезные ножи, а с опорой *В* — ведущий и прижимной вальцы подающего механизма. Дерево подается в СРМ комлем вперед и протягивается через сучкорезную головку вальцами подачи



со скоростью v . На небольшом расстоянии от валцов механизма подачи расположен пильный аппарат C . Для расчета устройств A и B необходимо знать силовое воздействие на них со стороны обрабатываемого дерева. Обычно для выполнения технических расчетов используют статические значения реакций, умноженные на коэффициент динамичности.

Целью настоящей работы является оценка величины коэффициента динамичности.

Рассмотрим упрощенную расчетную схему хлыста как балки на двух опорах с консольным концом (рисунок б).

Начало координат выберем на свободном конце недеформированной балки в точке D , ось z направим влево вдоль оси балки. Рассмотрим вертикальные смещения $w(z, t)$ различных сечений балки в зависимости от времени t .

Поперечные колебания балки описываются дифференциальным уравнением в частных производных [1—3]:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(EI \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \rho F \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -\rho F g, \quad (1)$$

где

- E — модуль упругости древесины;
- $I = \pi d^4/64$ — момент инерции поперечного сечения бревна, которое принимаем в виде круга диаметром d ;
- ρ — объемная плотность древесины;
- F — площадь сечения;
- g — ускорение свободного падения.

В процесс работы СРМ правый конец ствола выдвигается со скоростью v , поэтому $l_2 = vt$. После достижения требуемой длины L подача прекращается, бревно отпиливается пильным аппаратом. С учетом выдвигания правого конца ствола дифференциальное уравнение (1) должно быть дополнено условиями на границах, одна из которых (левая) смещается вдоль ствола. Решение таких задач связано со значительными трудностями.

Чтобы выработать подход к интегрированию дифференциального уравнения при подвижной границе, предварительно оценим период колебаний балки при фиксированных значениях l_1 и l_2 . Поскольку $l_1 \approx 1$ м, а $l_2 = 6 \dots 10$ м ($l_2 \gg l_1$), то вертикальные смещения балки на участке AB ничтожно малы по сравнению с участком BD . Силами инерции, действующими на участке AB , можно пренебречь. Это означает, что поведение ствола на участке AB можно рассматривать как квазистатическое и решать дифференциальное уравнение (1) только для участка BD . Учет участка AB в рассматриваемом приближении эквивалентен усилению шарнирной опоры B угловой упругой связью с коэффициентом

жесткости C_θ или замене опоры B в расчетной схеме на упругую заделку. В первом приближении можно пренебречь сбегом ствола и моделировать его балкой с постоянным круговым сечением.

Для определения коэффициента жесткости C_θ рассмотрим участок балки AB и, прилагая на его правом конце крутящий момент M_B , традиционными методами сопротивления материалов (например, методом начальных параметров) найдем связь между углом поворота θ_B сечения B и приложенным моментом в виде линейной зависимости $M_B = C_\theta \theta_B$. Расчет приведет к следующей формуле:

$$C_\theta = 4EI/l_1. \quad (2)$$

Уравнение частот консольной балки с упругой заделкой, согласно [1], запишем в виде

$$\frac{1}{\operatorname{ch} \alpha_i l_2} = -\cos \alpha_i l_2 + \lambda l_2 \alpha_i (\sin \alpha_i l_2 - \operatorname{th} \alpha_i l_2 \cos \alpha_i l_2), \quad (3)$$

где

α_i — параметр, имеющий размерность обратной длины и связанный с i -й собственной частотой K_i колебаний балки зависимостью

$$\alpha_i^2 = K_i^2 \rho F / (EI); \quad (4)$$

$\lambda = l_1 / (4 l_2)$ — безразмерный малый параметр ($\lambda \ll 1$).

При $\lambda = 0$ выражение (3) переходит в уравнение частот консольной балки с жесткой заделкой. Для поиска частот колебаний балки с упругой заделкой пользуемся разложением (3) в ряд около значений $y_i = \bar{\alpha}_i l_2$ ($\bar{\alpha}_i$ соответствует i -й собственной частоте балки с жесткой заделкой, $i = 1, 2, 3, \dots$). Согласно уравнения частот y_i удовлетворяют соотношениям

$$\cos y_i = -\operatorname{ch}^{-1} y_i; \quad \sin y_i = (-1)^{i+1} \operatorname{th} y_i. \quad (5)$$

Полагая $\alpha_i l_2 = \tilde{y}_i = y_i + \Delta y_i$ и ограничиваясь линейными по Δy_i членами при разложении (3) в ряд, а также используя соотношения (5), получаем выражение для нахождения величин Δy_i , которые определяют изменение частот собственных колебаний балки, обусловленное упругостью заделки:

$$\Delta y_i \approx -\frac{\lambda y_i \operatorname{th} y_i}{1 + \lambda \operatorname{th} y_i (1 + y_i \operatorname{th} y_i)}. \quad (6)$$

Учитывая, что $y_1 = 1,875$, $y_2 = 4,694$ [2], находим $\Delta y_1 = -0,068$, $\Delta y_2 = -0,158$ при $l_1 = 1$ м, $l_2 = 6$ м и $\Delta y_1 = -0,044$, $\Delta y_2 = -0,103$ при $l_2 = 10$ м. С увеличением индекса i разность частот растет и Δy_i уже нельзя рассматривать как малую величину. Однако в условиях нашей задачи важно оценить низшую частоту колебаний балки. В соответствии с (4)

$$K_i = \alpha_i^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho F}} = \left(\frac{y_i + \Delta y_i}{l_2} \right)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho F}} = \left(\frac{y_i + \Delta y_i}{2l_2} \right)^2 d \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (7)$$

Принимая для свежесрубленной хвойной древесины $E = 1,2 \cdot 10^{10}$ Па и $\rho = 800$ кг/м³, при $d = 0,3$ м для l_2 , равного 6 и 10 м, имеем собственную частоту колебаний K_1 и период колебаний T , соответственно равные 26,4 рад/с, 0,24 с и 9,74 рад/с, 0,64 с.

Считая технически реальную скорость подачи хлыста вдоль оси $v = 4$ м/с, находим, что время его выдвижения в первом случае равно 1,5 с, а во втором — 2,5 с. Поэтому можно ввести малый параметр как отношение четверти периода колебаний хлыста к времени его выдвижения

$$\tau = \frac{Tv}{4l_2} = \frac{\pi v l_2}{2y_1^2} \sqrt{\frac{\rho F}{EI}}. \quad (8)$$

Для двух рассматриваемых случаев он составит соответственно 0,04 и 0,064.

С физической точки зрения наличие малого параметра τ означает, что в процессе выдвигения ствола силы тяжести успевают придать его оси форму, которая мало отличается от статически равновесной при любом значении длины консоли $l_2 = vt$. Это позволяет разработать процедуру решения неоднородного уравнения (1) с учетом движения левой границы.

Идея состоит в том, что в качестве основного приближения принимается статически равновесная форма оси балки с длиной, зависящей от времени. Последующие приближения строятся по аналогичной схеме для уравнений вида (1), у которых правая часть формируется в зависимости от младших приближений. Прежде чем перейти к конкретному построению решения, отметим, что малые изменения Δy_1 , вычисленные согласно (6), указывают на высокую жесткость заделки. Поэтому можно пренебречь податливостью балки и рассматривать ее как жесткую. Принимаем следующие граничные условия:

$$\left. \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \right|_{z=0} = 0; \quad \left. \left(\frac{\partial^3 w}{\partial z^3} \right) \right|_{z=0} = 0; \quad (9)$$

$$w|_{z=l_2} = 0; \quad \left. \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) \right|_{z=l_2} = 0; \quad l_2 = vt.$$

Решение уравнения (1) при граничных (9) и начальных условиях

$$w(0, 0) = 0; \quad \dot{w}(0, 0) = 0 \quad (10)$$

запишем в виде

$$w(z, t) = u(z, l_2) + w_1(z, t). \quad (11)$$

Здесь $u(z, l_2)$ — уравнение упругой оси консольной балки длиной l_2 .

Согласно [3], имеем

$$u(z, l_2) = -\frac{\rho F g l_2^4}{24EI} \left[3 - 4 \frac{z}{l_2} + \left(\frac{z}{l_2} \right)^4 \right]; \quad (12)$$

$$z \leq l_2 = vt.$$

Здесь $w_1(z, t)$ — поправка квазистатического решения (12).

Приведем (1) к безразмерному виду, разделив его на правую часть:

$$\frac{EI}{\rho F g} \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -1. \quad (13)$$

Если в (13) опустить вторую производную по времени, то оно будет определять уравнение упругой оси (12). Поэтому после подстановки (12) в (13) получим

$$\frac{EI}{\rho F g} \frac{\partial^4 w_1}{\partial z^4} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} = -\frac{v^2}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial l_2^2}. \quad (14)$$

Вычисляя производную от u и подставляя в (14), выводим дифференциальное уравнение для поправки первого порядка:

$$\frac{EI}{\rho F g} \frac{\partial^4 w_1}{\partial z^4} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 w_1}{\partial z^2} = \frac{3\rho F l_2^2 v^2}{2EI} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{z}{l_2} \right). \quad (15)$$

Поскольку u удовлетворяет сформулированным для w граничным условиям, то и w_1 должно удовлетворять тем же условиям. Входящий в правую часть уравнения (15) безразмерный параметр

$$\beta = \frac{3\rho Fl_2^2 v^2}{2EI} = 24 \frac{\rho l_2^2 v^2}{Ed^2} = \frac{6y_1^4}{\pi^2} \tau^2 \quad (16)$$

несомненно является малым, пропорциональным квадрату τ . Так, $\beta = 0,01$ при $l_2 = 6$ м и $\beta = 0,028$ при $l_2 = 10$ м. Поскольку правая часть (15) мала по сравнению с (13), ясно, что и $w_1 \ll u$ — и отношение $w_1/u \sim \tau^2$.

Правую часть (15) можно рассматривать как трапециевидальную распределенную нагрузку с предельными интенсивностями

$$q_1 = -\frac{1}{3} \rho F g \beta; \quad q_2 = -\rho F g \beta. \quad (17)$$

Поэтому поправка $w_1(z, t)$, в свою очередь, может быть представлена суммой квазистатического решения $u_1(z, l_2)$ и поправки второго порядка $w_2(z, t)$:

$$w_1(z, t) = u_1(z, l_2) + w_2(z, t); \quad z \leq l_2 = vt. \quad (18)$$

В этом случае, согласно [3], следует принять

$$u_1(z, l_2) = -\frac{l_2^4}{120EI} \left[11q_1 + 4q_2 - 5(3q_1 + q_2) \frac{z}{l_2} + 5q_1 \frac{z^4}{l_2^4} + (q_2 - q_1) \frac{z^5}{l_2^5} \right]. \quad (19)$$

После использования (17) находим

$$u_1(z, l_2) = \frac{\rho F g l_2^4}{360EI} \left(23 - 30 \frac{z}{l_2} + 5 \frac{z^4}{l_2^4} + \frac{z^5}{l_2^5} \right), \quad (20)$$

а для $w_2(z, t)$ получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{EI}{\rho F g} \frac{\partial^4 w_2}{\partial z^4} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} = -\frac{23}{45} \beta^2 \left(1 - \frac{15}{23} \frac{z}{l_2} + \frac{1}{69} \frac{z^5}{l_2^5} \right). \quad (21)$$

Очевидно, что w_2 удовлетворяет тем же начальным условиям что w и w_1 . Его решение может быть построено по аналогии с (18):

$$w_2(z, t) = u_2(z, l_2) + w_3(z, t), \quad (22)$$

причем u_2 определяется видом правой части (21), в которую входит квадрат малого параметра β . Вследствие этого

$$w(z, t) = u(z, l_2) + u_1(z, l_2) + u_2(z, l_2) + \dots; \quad l_2 = vt \quad (23)$$

является фактически разложением по степеням малого параметра β . Поскольку $\beta \sim \tau^2$, то разложение (23) будет быстро сходиться при $\tau \sim 0,5$. При $\beta \leq 0,1$ можно ограничиться первым приближением:

$$w(z, t) = u(z, vt) + u_1(z, vt). \quad (24)$$

Слагаемые $u(z, vt)$ и $u_1(z, vt)$ имеют противоположные знаки. Это означает, что ось балки в процессе выдвигения, естественно, не успевает занять положение, соответствующее ее статическому состоянию.

Решение (24) справедливо на промежутке времени, в течение которого происходит выдвигение балки. После прекращения движения балки вдоль своей оси возникают колебания относительно состояния

статического равновесия. Начальное отклонение от этого состояния определяется функцией $u_1(z, l_2 = L)$, а начальная скорость

$$\dot{w}(z, 0) = \frac{\partial}{\partial t} [u(z, vt) + u_1(z, vt)]|_{vt=L} \approx -\frac{\rho F g L^3 v}{6EI} \left[1 - \left(\frac{z}{L}\right)^3\right]. \quad (25)$$

Производная от $u_1(z, vt)$ опущена ввиду ее малости. При необходимости построения более точных решений начальное состояние будет определяться суммой $u_j(z, L)$ и ее производной по времени с учетом членов до требуемого порядка по параметру β .

Решение уравнения (1) при граничных (9) и начальных (20), (25) условиях в соответствии с теорией линейных неоднородных дифференциальных уравнений будем искать в форме

$$w(z, t) = u(z, L) + \bar{w}(z, t), \quad (26)$$

где $\bar{w}(z, t)$ — решение уравнения (1) при нулевой правой части; $u(z, L)$ — частное решение неоднородного уравнения.

Согласно [2], запишем

$$\bar{w}(z, t) = \sum_{i=1}^{\infty} C_i w_i(z) \sin(K_i t + \delta_i), \quad (27)$$

где $w_i(z) = K_2(\alpha_i L) K_3(\alpha_i z) - K_1(\alpha_i L) K_4(\alpha_i z)$;

K_j — функция Крылова ($j = 1, 2, 3, 4$);

$\alpha_1 = 1, 875 L$; $\alpha_2 = 4,694 L$; $\alpha_i \approx \frac{2i-1}{2} \pi L$ при $i \geq 3$;

$K_i = \alpha_i^2 \sqrt{EI/(\rho F)}$.

Решения (26), (27) удовлетворяют уравнению (1) и граничным условиям, а произвольные постоянные C_i и δ_i могут быть найдены по начальным условиям. Пользуясь взаимной ортогональностью собственных форм $w_i(z)$, получаем

$$C_i \sin \delta_i = \frac{1}{Q_i} \int_0^L [u_1(z, L) - u(z, L)] w_i(z) dz;$$

$$C_i \cos \delta_i = \frac{1}{Q_i} \int_0^L \dot{w}(z, 0) w_i(z) dz; \quad (28)$$

$$Q_i = \int_0^L w_i^2(z) dz.$$

Интегрирование (28) может быть выполнено явно, но это связано с громоздкими вычислениями. Поэтому произведем приближенную оценку. Для этого определим кинетическую и потенциальную энергии балки в начальный момент:

$$T_0 = \int_0^L \frac{1}{2} \rho F \dot{w}^2(z, 0) dz = \frac{\rho^3 F^3 g^2 L^7 v^2}{112 (EI)^2} = \frac{1}{168} \beta \frac{(\rho F g)^2 L^5}{EI}; \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \Pi_0 &= \int_0^L \rho g F [u(z, L) + u_1(z, L)] dz + \int_0^L \frac{EI}{2} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} (u(z, L) + \right. \\ &+ \left. u_1(z, L)) \right]^2 dz = \int_0^L \left[\rho g F u(z, L) + \frac{1}{2} EI \left(\frac{\partial^2 u(z, L)}{\partial z^2} \right)^2 \right] dz + \\ &+ \frac{1}{240} \beta \frac{(\rho F g)^2 L^5}{EI} + \frac{23}{1890} \beta^2 \frac{(\rho F g)^2 L^5}{EI}. \end{aligned} \quad (30)$$

При вычислении потенциальной энергии выделено слагаемое, содержащее только $u(z, L)$ и соответствующее потенциальной энергии деформированной балки в состоянии статического равновесия. Поскольку для колебаний относительно положения равновесия существенна только разность потенциальных энергий текущего состояния и состояния статического равновесия, то в (30) вычислена именно эта разность. Последним слагаемым, пропорциональным β^2 можно пренебречь, тогда

$$\Delta\Pi_0 = \frac{1}{140} \beta \frac{(\rho Fg)^2 L^5}{EI}; \quad (31)$$

$$T_0 + \Delta\Pi_0 = \frac{17}{1680} \beta \frac{(\rho Fg)^2 L^5}{EI} = \frac{17}{7} \Delta\Pi_0. \quad (32)$$

Полагая, что в крайних положениях отклонение оси балки от равновесного состояния пропорционально u_1 , то для коэффициента пропорциональности запишем

$$\Delta\Pi = K_u \Delta\Pi_0 = T_0 + \Delta\Pi_0; \quad K_u = \frac{17}{7} \approx 2,43. \quad (33)$$

Поэтому амплитуду колебаний примем равной $K_u u_1$.

Для искомого коэффициента динамичности по изгибающему моменту на опоре B имеем

$$K_M = 1 + K_u \left[\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} \right) / \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \right]_{z=L}. \quad (34)$$

После использования (12), (20) и (33) можно принять $K_M = 1 + (68/63) \beta = 1 + 1,1\beta$.

Коэффициент динамичности по поперечной силе

$$K_Q = 1 \pm K_u \left[\left(\frac{\partial^3 u_1}{\partial z^3} \right) / \left(\frac{\partial^3 u}{\partial z^3} \right) \right]_{z=L} \quad (35)$$

оценивается величиной $K_Q \approx 1 + (17/14) \beta \approx 1 + 1,2\beta$.

Учитывая, что даже при больших значениях L коэффициент β мал (при $L = 10$ м $\beta = 0,028$), приходим к выводу, что изгиб ствола при скоростях продольной подачи, не превышающих 4... 5 м/с, происходит почти статически.

Наличие сбega приводит к некоторому увеличению периода колебаний хлыста и соответственно коэффициента динамичности. Поэтому его следует принять равным 1,2... 1,3. Расчет коэффициента динамичности по предложенной выше схеме при учете сбega связан с более громоздкими вычислениями, но принципиальных изменений не требует.

Предложенный подход к интегрированию дифференциального уравнения движения хлыста, по нашему мнению, может быть использован и при рассмотрении работы других машин и оборудования, обрабатывающих хлысты, длинномерные лесоматериалы, трубы и т. п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Ананьев И. В. Справочник по расчету собственных колебаний упругих систем.— М.; Л.: ГИТЛЛ, 1976.— 223 с. [2]. Бидерман В. Л. Теория механических колебаний.— М.: Высш. шк., 1980.— 408 с. [3]. Писаренко Г. С., Яковлев А. П., Матвеев В. В. Справочник по сопротивлению материалов.— Киев: Наук. думка, 1988.— 736 с.

Поступила 16 декабря 1991 г.